面向21世纪课程教材
Textbook Series for 21st Century

物理学原理在工程技术中的应用

（第三版）

马文蔚　苏惠惠　解希顺　主编

高等教育出版社
HIGHER EDUCATION PRESS

VISIT…

LANZAROTE Caliente.com

Applications of Physics Principles in Engineering & Technology

ISBN 7-04-019576-3

9 787040 195767 >

定价 30.70 元

面向21世纪课程教材
Textbook Series for 21st Century

物理学原理在工程技术中的应用

第三版

马文蔚　苏惠惠　解希顺　主编

高等教育出版社
HIGHER EDUCATION PRESS

内容简介

本书是为配合教师和学生使用和学习《物理学》(第五版)和《物理学教程》(第二版)而编写的。本书在第二版的基础上根据实际的教学需要和科技的最新发展,增删了部分选题,使本书的选题力求做到既有工程技术和现代技术应用背景,又与教学相配套,使读者拓宽视野,加深对物理学基本原理的理解,切实体会物理学的实用,感受物理学在工程技术领域前沿的基础作用。为了更好的帮助读者学习物理学,作者在《物理学》(第五版)和《物理学教程》(第二版)中都以脚注形式提醒读者参阅本书哪些部分,使学习更有针对性,效率更高。

本书选题从工程实际出发,避开技术细节,把实际问题抽象成物理模型,并用物理原理进行分析,得出近似的合理的解决方案,因而有利于培养学生分析问题和解决实际问题的能力,有利于学生提高学习兴趣,激发求知欲。

本书可作为高等学校非物理专业物理学课程教学参考书,选修课教材,也可供有关工程技术人员参考。

图书在版编目(CIP)数据

物理学原理在工程技术中的应用/马文蔚,苏惠惠,解希顺主编.—3版.—北京:高等教育出版社,2006.6

ISBN 7-04-019576-3

Ⅰ.物... Ⅱ.①马...②苏...③解... Ⅲ.物理学-应用-工程技术-高等学校-教材 Ⅳ.TB13

中国版本图书馆 CIP 数据核字(2006)第 052608 号

策划编辑 庞永江　**责任编辑** 庞永江　**封面设计** 张　楠
责任绘图 朱　静　**版式设计** 马静如　**责任校对** 杨凤玲
责任印制 韩　刚

出版发行	高等教育出版社	购书热线	010-58581118
社　　址	北京市西城区德外大街4号	免费咨询	800-810-0598
邮政编码	100011	网　　址	http://www.hep.edu.cn
总　　机	010-58581000		http://www.hep.com.cn
		网上订购	http://www.landraco.com
经　　销	蓝色畅想图书发行有限公司		http://www.landraco.com.cn
印　　刷	北京中科印刷有限公司	畅想教育	http://www.widedu.com
		版　　次	1995年9月第1版
开　　本	787×960　1/16		2006年6月第3版
印　　张	22.75	印　　次	2006年6月第1次印刷
字　　数	420 000	定　　价	30.70元

本书如有缺页、倒页、脱页等质量问题,请到所购图书销售部门联系调换。

版权所有　侵权必究

物料号 19576-00

前　言

物理学是现代工程技术的重要理论基础。在高等学校工科大学物理教学中恰当地做好理论与实际间的联系，不仅有利于学生加深对物理基本原理的理解，而且有利于培养他们分析问题解决问题的能力，并能促进学生科学素质的提高。本书第一版成书于1992年。在历经10余年的时间里，在许多作者的共同努力下，本书得以逐步完善，深受广大师生的赞许。现在该书的第三版以崭新的面貌再次出版。我们企盼，《物理学原理在工程技术中的应用》（第三版）能在大学物理课程的建设和发展中起到有益的作用。

本书是《物理学》系列教材中的一本教学参考书，它与《物理学》（第五版）和《物理学教程》（第二版）紧密配合。在这两本教材中，均以附注形式选取了本书中30多个选题指导读者阅读。这样，使用《物理学》（第五版）和《物理学教程》（第二版）作为大学物理课程教材的读者，在学习物理学基本原理的同时，也可获得如何运用物理原理处理科学技术中问题的方法和知识。本书也可供大学物理课程的师生参考或作为开设选修课的教材。

本书修订时着意保持原书的编写思想和特点，并参照各方面的建议，对原有104个选题进行了认真地分析研究，保留了原书中88个选题，并在内容上作了部分修改。此外，还增加了16个新的选题，其中有：声悬浮和电磁悬浮技术、GPS的原理与应用、绝热去磁制冷、磁光盘的物理原理、高精度激光陀螺的物理基础、光栅衍射方程在金属材料应变测量中的应用、红外技术的物理基础及其军事应用、光纤及其应用等。本书所涉及的内容较好地符合非物理专业大学物理课程教学基本要求，在新增加的选题中，大部分选题反映了近代科学技术中的物理原理。

本书承蒙北京交通大学李文博教授审阅，编者感谢李文博教授为提高书稿质量提出的具体修改意见。佘守宪教授在住医院期间，仍十分关心本书的修订，他为本书的成书和各版次的完善倾注了心血，他的精神使编者深受教育并深感敬佩。编者还要对所有参与和关心本书各版次工作的老师们表示衷心的感谢。

马文蔚　苏惠惠　解希顺

2005年12月4日

郑重声明

高等教育出版社依法对本书享有专有出版权。任何未经许可的复制、销售行为均违反《中华人民共和国著作权法》，其行为人将承担相应的民事责任和行政责任，构成犯罪的，将被依法追究刑事责任。为了维护市场秩序，保护读者的合法权益，避免读者误用盗版书造成不良后果，我社将配合行政执法部门和司法机关对违法犯罪的单位和个人给予严厉打击。社会各界人士如发现上述侵权行为，希望及时举报，本社将奖励举报有功人员。

反盗版举报电话：(010) 58581897/58581896/58581879

传　　真：(010) 82086060

E - mail：dd@hep.com.cn

通信地址：北京市西城区德外大街 4 号
　　　　　高等教育出版社打击盗版办公室

邮　　编：100011

购书请拨打电话：(010)58581118

目　　录

1　竖井提升的最佳速度 ………… 1
2　摩擦与自锁 ………… 4
3　外轨超高 ………… 7
4　球磨机的最佳转速 ………… 11
5　降落伞和跳伞塔 ………… 14
6　跳台跳水游泳池的深度 ………… 17
7　GPS 的原理与应用 ………… 19
8　力学模型和规律在“哥伦比亚”号失事原因分析中的应用 ………… 24
9　河流拐弯处的堤坝 ………… 27
10　静平衡和动平衡 ………… 29
11　哑铃式铁锤的打击中心 ………… 33
12　汽车的驱动与制动 ………… 36
13　弧形闸门省力 ………… 38
14　高速转动物体的极限转速 ………… 40
15　门的制动器 ………… 42
16　重车和空车同时到吗？ ………… 45
17　汽车的极限加速度和极限速度 ………… 49
18　同步卫星的发射 ………… 51
19　洲际导弹的射程 ………… 55
20　重力勘探 ………… 57
21　浮子流量计 ………… 60
22　孔板和流量测定 ………… 62
23　喷雾器 ………… 64
24　旋转空管法测液体黏度 ………… 68
25　保温瓶胆的真空度 ………… 71
26　气体血栓 ………… 74

27 喷气发动机燃料的选择 …… 77
28 提高热机效率的两种方法 …… 80
29 温室效应 …… 83
30 建筑中的热平衡 …… 87
31 热泵 …… 91
32 绝热去磁制冷 …… 94
33 冰箱制冷 …… 97
34 能制多少冰 …… 100
35 几种常见的电容传感器 …… 104
36 电容电感与动压测量 …… 109
37 高压输电线的电晕放电 …… 113
38 一种测量人体静电电量的方法 …… 116
39 静电除尘器 …… 119
40 静电复印 …… 124
41 静电透镜 …… 127
42 电器接地与危险区域 …… 131
43 用物理方法消除高氯酸铵粉料加料过程中的静电 …… 134
44 电阻应变片 …… 137
45 高电压绝缘与局部放电 …… 141
46 气体放电光源与五彩缤纷的灯 …… 144
47 电力系统中母线截面形状与安培力的关系 …… 148
48 离子抽运泵 …… 151
49 离子推进器 …… 153
50 电磁铁吸力的计算 …… 156
51 电磁炮的基本原理 …… 159
52 磁透镜 …… 162
53 汽车测试用的五轮仪 …… 166
54 磁光盘的物理原理 …… 169
55 地下金属管线探测 …… 173
56 显像管偏转线圈的绕线规律 …… 176
57 磁流体发电 …… 180

58　电磁流量计 …… 183
59　磁盘与磁记录 …… 187
60　感应加热的原理与应用 …… 190
61　感应加热在铁路工务部门的应用 …… 193
62　微波加热的物理原理 …… 197
63　弹簧减振 …… 201
64　防振锤 …… 204
65　缓冲包装设计 …… 207
66　用薄板共振控制噪声 …… 210
67　穿孔板共振消声 …… 213
68　用声波干涉控制噪声 …… 216
69　监测车速 …… 218
70　多普勒声纳 …… 220
71　声悬浮和电磁悬浮技术 …… 224
72　医用超声成像诊断仪 …… 228
73　双光束干涉原理在煤矿甲烷体积分数监测中的应用 …… 231
74　高精度激光陀螺的物理基础 …… 234
75　增透膜 …… 239
76　二向色镜在彩色液晶电视中的应用 …… 243
77　激光干涉仪 …… 248
78　半波带及其应用 …… 251
79　光的衍射法测细丝直径 …… 254
80　光的单缝衍射的一些应用 …… 258
81　光栅的莫尔条纹及光栅的其它应用 …… 263
82　光栅衍射方程在金属材料应变测量中的应用 …… 267
83　平面应力状态模型在平面偏振光中的光弹效应 …… 270
84　全息照相 …… 275
85　全息干涉及其应用 …… 279
86　光盘 …… 282
87　光全息存储器 …… 287
88　光纤及其应用 …… 291

89 光纤传感器 …… 297
90 模压全息及其应用 …… 300
91 相衬显微镜 …… 304
92 放射性衰变规律在地质年代学中的应用 …… 308
93 红外技术的物理基础及其军事应用 …… 313
94 γ 射线物位计 …… 318
95 核子秤 …… 320
96 X 射线和计算层析技术 …… 323
97 扫描隧穿显微镜 …… 326
98 超导与磁悬浮列车 …… 330
99 核磁共振及其医学成像原理 …… 332
100 光电法测转速 …… 335
101 光电池与太阳能电池 …… 337
102 石英电子表 …… 340
103 电荷耦合器件及其应用 …… 344
104 纳米材料及其应用 …… 349

1 竖井提升的最佳速度

乔晓华　孙玉霞

竖井是将地下数百米深处的煤炭、矿石等资源运送到地面的通道。当一次提升的载荷确定后，竖井的提升能力与提升过程延续的时间成反比；提升矿石所需电机的额定功率又与最大提升速度成正比。一般牵引钢丝绳的安全系数限制提升加速度 a 不大于1 $m \cdot s^{-2}$。我们运用匀变速直线运动的速度随时间变化的曲线图，分析在一次提升过程中的延续时间和最大提升速度的关系，从而确定既满足竖井提升能力又显著降低提升电机额定功率的提升速度图。

若用横坐标表示提升过程延续的时间，纵坐标表示相应的提升速度。则提升速度图如图 1－1 所示。图中曲线②表示在一次实际提升过程中有加速、匀速和减速三个阶段，而图中曲线①表示只有加速和减速两阶段，没有匀速阶段。

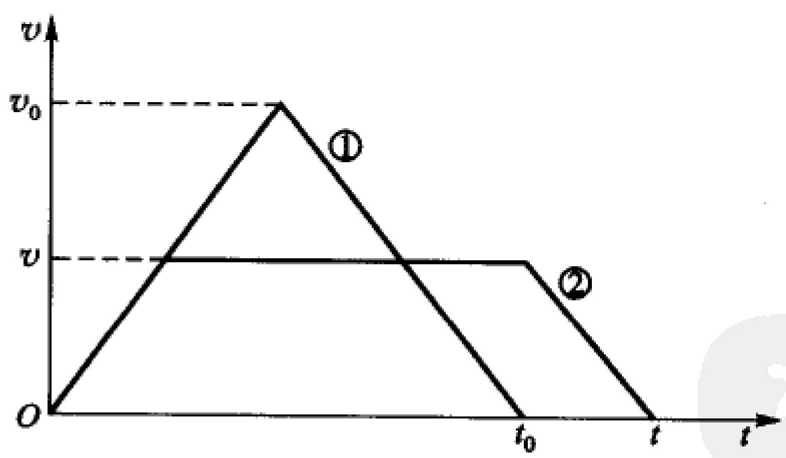


图 1－1

假定在一次提升过程中加速和减速阶段的加速度值均为 a，提升高度为 H，最大提升速度为 v_0。若提升过程无匀速阶段，则提升高度 H 等于图中曲线①下三角形的面积，其大小为 $\frac{1}{2}v_0t_0$。由匀变速直线运动的规律，有 $v_0^2=2a(H/2)$，可得最大提升速度

$$v_0 = \sqrt{aH} \tag{1}$$

相应一次提升延续的时间

$$t_0 = 2\sqrt{\frac{H}{a}} \tag{2}$$

若提升过程有匀速阶段，其提升速度图为图 1－1 中的曲线②，v 是该过程的最大提升速度。由于曲线②下梯形的面积为 $H = vt - v\frac{v}{a}$，可得一次提升延续的时间为

$$t = \frac{v}{a} + \frac{H}{v} \tag{3}$$

可见，提升同样高度 H，可以有多种不同的提升速度曲线。相应的最大提升速度和一次提升延续的时间也有很大差别。若从提升同样载荷的煤炭或矿石出发，由图 1－1 知，$t_0 < t$，即采用曲线①的速度图，提升一次用时最短，所以竖井的提升能力最大。但由图 1－1 又不难看出 $v < v_0$，即采用曲线②的速度图，最大提升速度 v 较小，因此对提升电机的额定功率要求较低。从降低提升电机的额定功率，提高电机的有功功率等实际经济效益考虑，采用曲线②的速度图又显著优于采用曲线①的速度图。

综合上述分析，既要尽量提高竖井的提升能力又要讲求经济效益，选择提升过程的最佳速度图的关键在于比较两种速度图中最大提升速度之比 v/v_0 的变化对一次提升延续时间之比 t/t_0 的影响。

由前述有 $H = \frac{1}{2}v_0t_0$，$a = \frac{2v_0}{t_0}$。将 H，a 代入式(3)整理得

$$\frac{t}{t_0} = \frac{1 + \left(\frac{v}{v_0}\right)^2}{2\left(\frac{v}{v_0}\right)} \tag{4}$$

为便于利用式(4)比较 v/v_0 与 t/t_0 的关系，令 t 以 t_0 为单位，v 以 v_0 为单位，由图 1－1 得 $t \geqslant 1$，$0 \leqslant v \leqslant 1$。列表如下。

v	0.125	0.25	0.50	0.75	1
t	4.06	2.13	1.25	1.04	1

选 v/v_0 为横坐标 t/t_0 为纵坐标，作式(4)的函数图像(图 1－2)。

由图 1－2 发现，当最大提升速度 $v \geqslant 0.5v_0$ 以后，采用曲线②的梯形速度图，提升一次延续的时间 t 随最大提升速度 v 的增加而减少的幅度就不显著了。若取曲线②的梯形速度图的最大提升速度 $v = 0.5v_0$，则可使提升电机的额定功率降低为按曲线①的三角形速度图提升时所需功率的 $\frac{1}{2}$，而一次提升延续的时

间仅延长了$\frac{1}{4}$倍。综合比较可得,竖井的最大提升速度取 $v=0.5v_0=0.5\sqrt{aH}$ 是最为经济合理的。考虑到实际提升过程加速度 $a\leqslant 1\ \mathrm{m\cdot s^{-2}}$ 的限制,取 $a=1\ \mathrm{m\cdot s^{-2}}$,可得竖井提升的最大速度 v 与竖井深度 H 的关系为

$$v=0.5\sqrt{H} \tag{5}$$

式中,v 以 $\mathrm{m\cdot s^{-1}}$ 为单位,H 以 m 为单位。因此,由 $a=1\ \mathrm{m\cdot s^{-2}}$,$v=0.5\sqrt{H}$ 所确定的速度图为提升过程的最佳速度图。

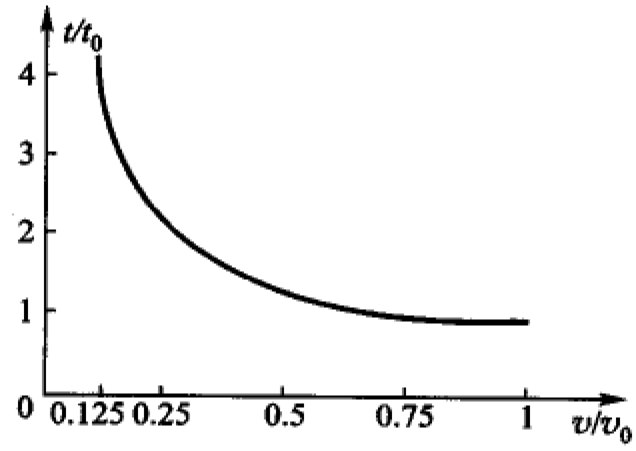


图 1-2

显然,在紧急情况下,如井下发生事故,需要迅速撤离人员和物资,应当采取图 1-1 中曲线①对应的速度提升,这样可以节省时间,尽可能避免人员和财产损失。另外,应选择额定功率较大的电机,增加提升钢丝绳的保险系数,确保升降过程的安全性。

本文略去了竖井提升过程的诸多技术问题,有关实际过程的简化及有关数据的处理,得到孔凡盈先生的指教,在此深表谢意。

参 考 文 献

[1]　黎佩琨主编. 矿山运输及提升. 北京:冶金工业出版社,1984

[2]　范家骏编. 矿井多绳提升选型设计. 北京:煤炭工业出版社,1981

2 摩擦与自锁

刘世强　吴义声

根据摩擦定律，最大静摩擦力 $\boldsymbol{F}_{\mathrm{fm}}$ 与法向力 $\boldsymbol{F}_{\mathrm{N}}$ 之间的数量关系为

$$F_{\mathrm{fm}} = \mu F_{\mathrm{N}} \tag{1}$$

式中，摩擦系数 μ 取决于相互接触物体表面的材料性质及表面状况。

如图 2-1，滑块 m 静止于斜面上，逐渐增大斜面的倾角 θ，直到 θ 等于某特定值 φ 时，物体达到将动未动的临界静止状态，此时的摩擦力为最大静摩擦力。滑块 m 的平衡方程为

$$\begin{cases} F_{\mathrm{N}} - mg\cos\varphi = 0 \\ F_{\mathrm{fm}} - mg\sin\varphi = 0 \end{cases}$$

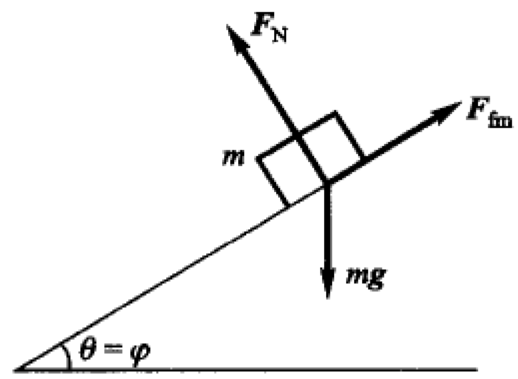


图 2-1

由方程组和式(1)解出

$$\mu = \tan\varphi \tag{2}$$

φ 称为摩擦角。显然，$\theta \leqslant \varphi$ 时 m 保持静止状态，$\theta > \varphi$ 时 m 由静止开始下滑。

摩擦角这一物理量被广泛应用于工农业生产和日常生活中。下面举两个实例。

一　估算粉料的体积

粉料或颗粒料（如沙粒，锯末，煤炭，谷物等）自然堆积成圆锥体，如图 2-2 所示。圆锥体的底角必定是该物料的摩擦角 φ。因为，当底角 $\theta > \varphi$ 时物料将沿锥面下滑，使 θ 减小；当 $\theta < \varphi$ 时物料将停留在锥面上，使 θ 增大。所以底角保持为定值 φ。若已知摩擦角 φ 和高 h，则可求出物料的体积为

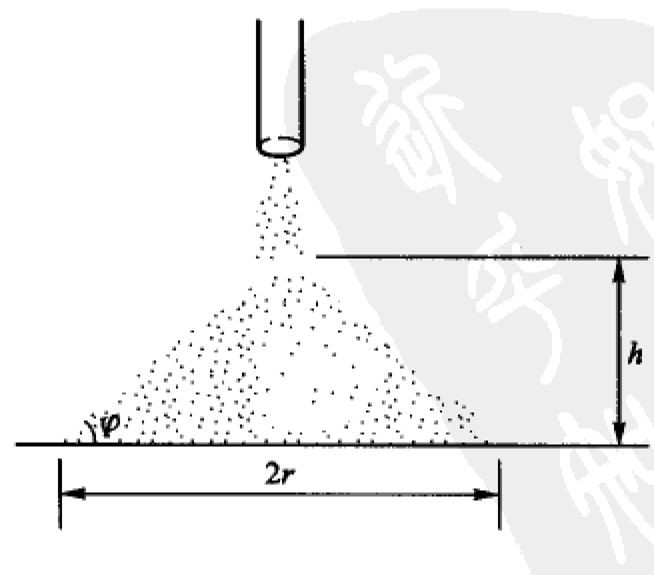


图 2-2

$$V = \frac{1}{3}\pi r^2 h = \frac{1}{3}\pi\left(\frac{h}{\tan\varphi}\right)^2 h$$
$$= \frac{\pi h^3}{3\tan^2\varphi} = \frac{\pi h^3}{3\mu^2} \tag{3}$$

式中,μ 已不是原来意义的摩擦系数,它称为当量摩擦系数,取决于物料的种类和粒度。有经验的人员凭借目测就可估计出 φ 和 h 的数值,从而估计出物料的体积。这是一种估料方法。反之,若有一定体积的某种物料需要自然堆放在地面上,当然必须事先估计出物料堆放后形成的圆锥体的底面积大小,以便准备合适的场地。这时先用该种物料作一小型模拟试验,测出其摩擦角 φ。将 $h = r\tan\varphi$ 代入式(3),得

$$V = \frac{\pi}{3\tan^2\varphi}(r\tan\varphi)^3 = \frac{1}{3}\pi r^3\tan\varphi$$

则物料所占底面积将为

$$A = \pi r^2 = \pi\left(\frac{3V}{\pi\tan\varphi}\right)^{2/3} \tag{4}$$

二 螺旋千斤顶

螺旋千斤顶的构造如图 2-3(a)所示,它是靠用力推手柄 1,使螺杆 2 的螺纹沿底座 3 的螺纹槽(相当于螺母)慢慢旋进而顶起重物 4。并要在举起重物后,重物和螺杆不会自动下降,可在任意位置保持平衡,要实现这点,必须满足自锁条件。

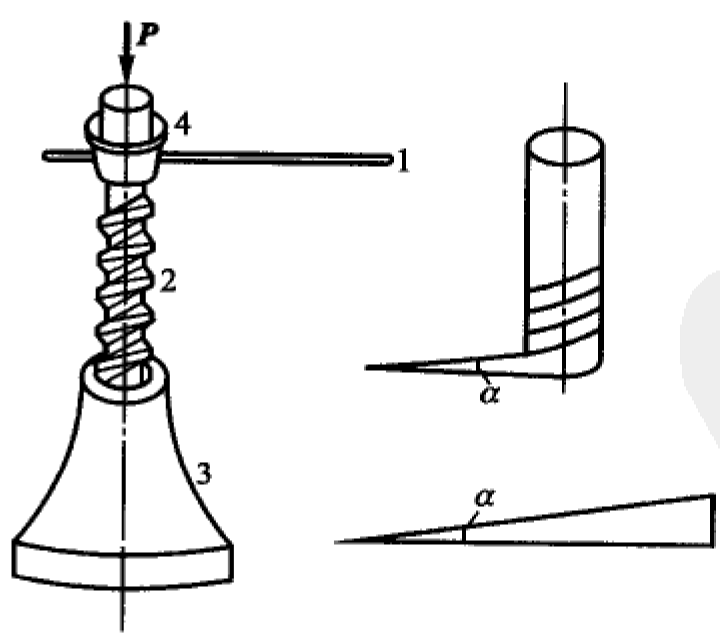


图 2-3

螺旋可以看成是绕在一圆柱体上的斜面,如图 2-3(b)。螺纹升角 α 相当于斜面的倾角 θ,螺母(图中未画出)相当于斜面上的物块,加于螺母的轴向载

荷相当于物块的重力 $\boldsymbol{P}$,螺旋与螺母之间有正压力和摩擦力作用。由前面讨论知,螺旋的自锁条件是螺纹升角 $\alpha \leqslant \varphi$。如果选用45钢或50钢做螺杆,螺母的材料用青铜或铸铁,螺杆与螺母之间的摩擦系数 $\mu = 0.1$,则

$$\varphi = \arctan 0.1 = 5.72^\circ$$

为保证螺旋千斤顶自锁,一般取螺纹升角 $\alpha = 4^\circ \sim 4.72^\circ$。

3 外 轨 超 高

佘守宪

当机车车辆在水平面内拐弯时，所需的向心力靠外侧钢轨（外轨）对车轮的侧压力提供。按照牛顿第三定律，外轨就要受到侧压力，其大小与车速的平方成正比，与弯道的曲率半径 R 成反比。当车辆高速转弯时，这不仅会使外轨磨耗很大，而且行车稳定和安全也得不到保证。因此，在铁路转弯处，常把路基的外侧垫起，使外侧钢轨抬高，以避免外轨受到侧压力，称之为外轨超高。下面，用惯性离心力的概念分析这一问题。

选取随车体绕弯道的曲率中心转动的参考系。从这个非惯性系来看，车体是静止的，它在惯性离心力、重力以及钢轨的作用力下达到"平衡"。下面用静力学的平衡条件来分析。

如图 3－1 所示，如果外轨与内轨高度相等，则沿水平方向，惯性离心力 $\boldsymbol{F}_n$①（其值为 $m\dfrac{v^2}{R}$，方向指向外侧，即图中左方）将与外轨对外侧车轮的侧压力（指向曲率中心）平衡，因而外轨所受的侧压力大小为 $m\dfrac{v^2}{R}$。设两个车轮间的距离为 s，车体质心 C 离轨道平面的高度为 h_C，则车体将在惯性离心力 $\boldsymbol{F}_n = -m\boldsymbol{a}_n$，重力 $\boldsymbol{P} = m\boldsymbol{g}$，外轨的侧压力 $\boldsymbol{F}_1$，支承力 $\boldsymbol{F}_{N1}$ 及内轨的侧压力 $\boldsymbol{F}_2$，支承力 $\boldsymbol{F}_{N2}$ 的作用下平衡（图 3－1 中未画出 $\boldsymbol{F}_1$ 与 $\boldsymbol{F}_2$）。这里 $F_1 = m\dfrac{v^2}{R}$，$F_2 = 0$。由竖直方向的平衡条件，有

$$F_{N1} + F_{N2} = mg$$

又按照力矩平衡条件，取车轮与外轨的接触点 A 为参考点，有

$$F_{N2}s + m\frac{v^2}{R}h_C = mg\frac{s}{2}$$

① 张之翔．惯性离心力通过质心．大学物理．1983(5)：7

由以上两式解得

$$F_{N1}=\frac{1}{2}mg+\frac{h_C}{s}\frac{mv^2}{R},\ F_{N2}=\frac{1}{2}mg-\frac{h_C}{s}\frac{mv^2}{R}$$

可见,外轨的支承力比$\frac{1}{2}mg$增大$\Delta F_N=\frac{h_C}{s}\frac{mv^2}{R}$,而内轨的支承力比$\frac{1}{2}mg$减小$\Delta F_N$,$\Delta F_N$常称为增减载量。车速越大,重心越高,或轨距越小,$\Delta F_N$就越大,这样不仅外轨磨损大,而且也是影响安全行驶的因素。

如果把外轨适当抬高(参看图3-2),就可以使外轨和内轨不受侧压力,而支承力均等于车重的$\frac{1}{2}$(这里需假定车速v是给定的),外轨比内轨抬高的量h称为轨道曲线的外轨超高度(简称外轨超高度)。h值可计算如下。由力的平衡条件有

$$mg\sin\theta-m\frac{v^2}{R}\cos\theta=0$$

即

$$\tan\theta=\frac{v^2}{gR} \tag{1}$$

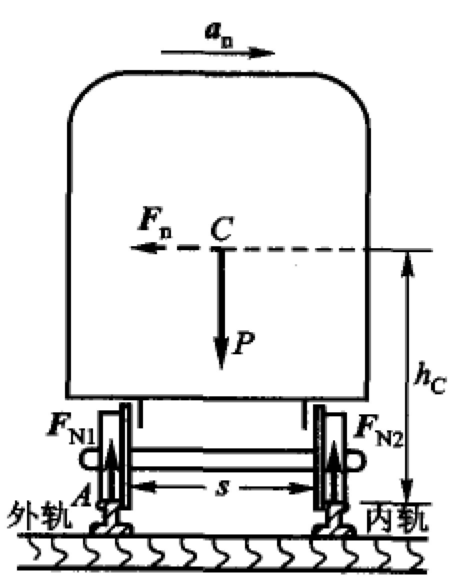


图3-1

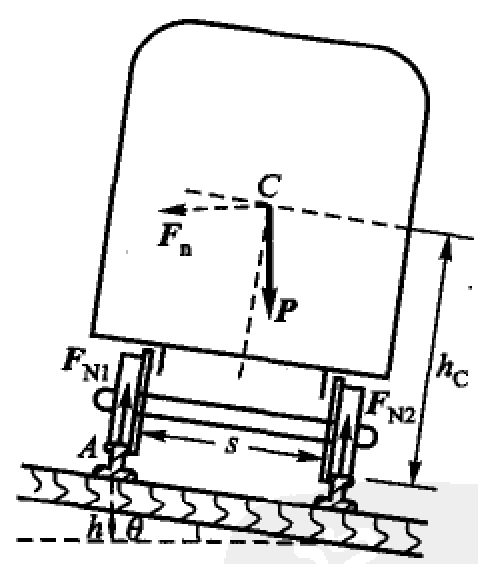


图3-2

通常θ值很小,$\tan\theta\approx\sin\theta=\frac{h}{s}$,这里$s$是内侧与外侧两个车轮之间的距离,它比轨距(我国一般用1 435 mm)略大些,按我国铁路现状(参考文献[1]),一般可用$s\approx1\ 500$ mm,因此可得外轨超高度h的计算公式为

$$h=\frac{sv^2}{gR} \tag{2}$$

外轨与内轨的支承力F_{N1}、F_{N2}之值可由以下条件求得:(1)垂直于轨面的

合力为零;(2) 绕重心的力矩代数和为零。于是,有

$$F_{N1} + F_{N2} = mg\cos\theta + m\frac{v^2}{R}\sin\theta$$

$$F_{N1}\cdot\frac{s}{2} = F_{N2}\cdot\frac{s}{2}$$

于是

$$F_{N1} = F_{N2} \approx \frac{1}{2}mg$$

因而外轨与内轨的载重是相等的。

如果 v 的单位为km · h^{-1},R 的单位为 m,而 h 的单位为 mm,并且取 s = 1 500 mm,g = 9.8 m · s^{-2},则由式(2)可得

$$h = 11.8\frac{v^2}{R} \tag{3}$$

这就是我国铁路技术管理规程中用以计算外轨超高度的公式(参考文献[1])。上式中 v 为列车通过弯道时的平均速度,即各种列车通过时速度的统计平均值。例如,当弯道的曲率半径 R = 800 m,平均速度为60 km · h^{-1}时,由上式可算得外轨超高度为53 mm。

通常把车体重量 $\boldsymbol{P}$ 沿轨道平面方向的分力称为超高力,用 F_H 表示,即

$$F_H = mg\sin\theta = mg\cdot\frac{h}{s} \tag{4}$$

当车速低于规定速度时,$mg\sin\theta - \frac{mv^2}{R}\cos\theta > 0$,即超高力 F_H 大于惯性离心力 $\boldsymbol{F}_n$(实为 $F_n\cos\theta \approx F_n$),内轨将受到侧压力;当车速高于规定速度时,$F_n > F_H$,外轨将受到侧压力,其值为

$$F_T = F_n - F_H = m\frac{v^2}{R} - mg\sin\theta = mg\left(\frac{v^2}{gR} - \frac{h}{s}\right) \tag{5}$$

由力矩平衡条件可求得内轨、外轨所受垂直压力的增减载量为

$$\Delta F_N = \frac{h_C}{s}\cdot F_T = \frac{h_C}{s}(F_n - F_H) \tag{6}$$

在机车车辆技术中,通常把 $F_T = F_n - F_H$ 称为"未平衡的离心力"。把 $a_0 = F_T/m$ 称为"未平衡的离心加速度"($F_T < 0$ 时则取绝对值)。根据我国大量试验结果,当 a_0 = 0.4 m · s^{-2}时旅客稍感不适,因此,规定 $F_T/mg < 0.04$(相应于 a_0 < 0.4 m · s^{-2})。此外,一般规定外轨超高度 h 的最大容许值相当于 1:10 的轨道面横向斜度,即 $h/s = 0.10$。这样,就可以求出在弯道上列车行驶的最大容许速度 v_m 的公式。由条件

$$F_T/mg = v^2/gR - h/s \leqslant 0.04$$

及 $h/s = 0.10$ 可得，当 v 以 $\mathrm{km\cdot h^{-1}}$ 为单位，R 以 m 为单位时（取 $g = 9.8\ \mathrm{m\cdot s^{-2}}$）

$$v^2 \leqslant 3.6^2 \times (0.10 + 0.04)gR = 17.8R$$

因而

$$v_m = \sqrt{17.8R} \approx 4.2\sqrt{R} \tag{7}$$

例如，当曲率半径 $R = 400$ m 时，可算得 $v_m \approx 84\ \mathrm{km\cdot h^{-1}}$。式(7)与铁路所用技术标准是一致的（参考文献[2]）。

参考文献

[1] 西南交通大学主编. 铁路选线设计. 第四章第二节. 北京：中国铁道出版社，1980

[2] 铁道部第一设计院主编. 铁路选线与主要技术标准. 第四章第六节. 北京：人民铁道出版社，1976

PDG

4 球磨机的最佳转速

薛　豪

火力发电的主要燃料是煤粉，将煤块制成煤粉的机械称为球磨机。球磨机的核心部分是一个直径为 2 ~ 4 m，长为 3 ~ 10 m的躺卧圆筒，里面装有直径为 25 ~ 60 mm的钢球。当筒体被电动机拖动而绕自身的水平轴旋转时，钢球被带至一定高度，然后脱离筒壁落下与煤块发生碰撞而将其击碎。影响球磨机工作的最重要因素是球磨机的临界转速和最佳转速。

球磨机筒体转速的变化，直接影响着钢球与煤块的运转特性，现以贴近筒壁的最外层钢球为例，讨论钢球运动与其对煤块的撞击问题，从而导出筒体的临界转速与最佳转速。

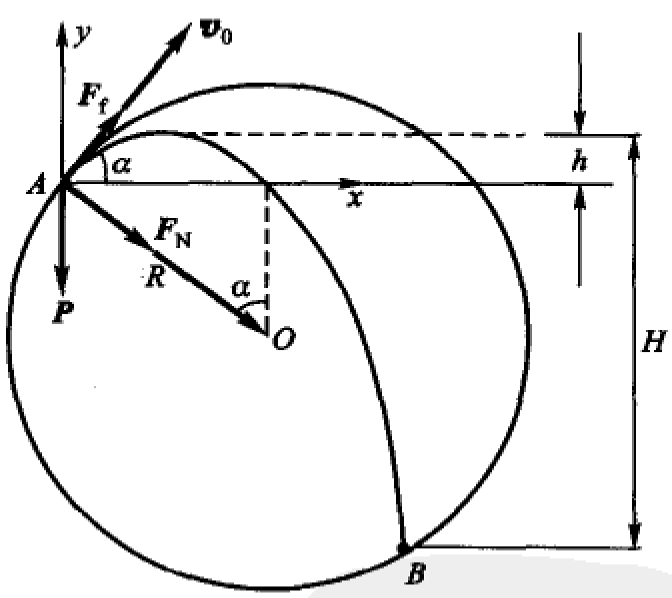


图 4 - 1

钢球随筒体转动时，钢球受三个力作用：重力 $\boldsymbol{P}$、筒壁施予的正压力 $\boldsymbol{F}_N$（方向沿筒半径指向圆心 O）及摩擦力 $\boldsymbol{F}_f$（沿筒切线指向上方），如图 4 - 1 所示。质量为 m 的钢球满足的动力学方程为

$$\begin{cases} F_f - mg\sin\alpha = m\dfrac{dv}{dt} \\ F_N + mg\cos\alpha = m\omega^2 R \end{cases} \tag{1}$$

式中，ω 为球磨机圆筒转动的角速度，R 为圆筒半径。只有当转速大于一定值时，钢球才能始终随圆筒一起转动，不离开圆筒。当钢球转到筒的最高点时，式(1)中 $\alpha=0$。这时，$F_N=0$，圆筒的转速最小。这个转速称为临界转速。当圆筒的转速小于临界转速时，钢球将不能始终随筒转动。显然，临界转速 n_s 满足

$$mg = mR(2\pi n_s)^2 \tag{2}$$

解得

$$n_s = \frac{0.71}{\sqrt{2R}}(\text{以 r} \cdot \text{s}^{-1}\text{ 为单位}) = \frac{42.3}{\sqrt{2R}}(\text{以 r} \cdot \text{min}^{-1}\text{ 为单位})$$

当筒体转速 $n \ll n_s$ 时，钢球被带到一定高度形成向筒体下部倾斜的堆积状态，如图 4－2(a)所示。当这堆钢球的倾角等于或大于钢球的自然倾角时，球便沿钢球堆斜面滑下。这种情况下钢球所起的磨煤作用是微不足道的。因此，转速 $n \ll n_s$ 是不合适的。

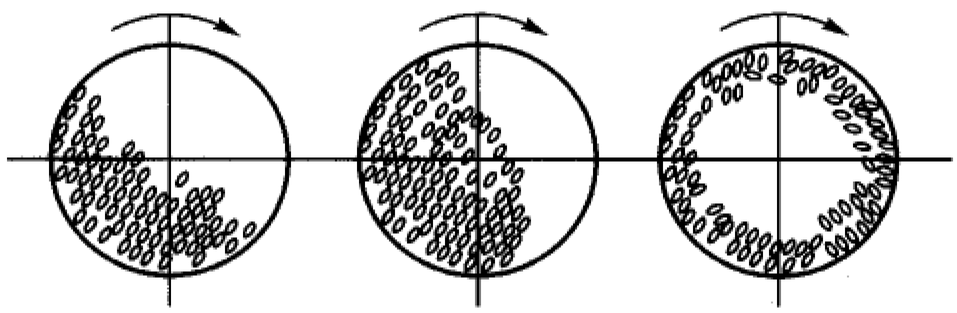


图 4－2

当 $n \geqslant n_s$ 时，钢球和煤将附着于筒壁始终与筒一起旋转，如图 4－2(c)所示。此时，煤不再被击碎，而仅仅受挤压研磨，这样的磨煤效果很差。所以球磨机转速 $n \geqslant n_s$ 也不合适。

当转速 n 比 n_s 小，但相差不太大时，如图 4－2(b)所示。钢球被筒体带到一定高度后，沿抛物线落下，产生强烈的撞击磨煤作用。磨煤效果最佳时的转速称为最佳转速，用 n_g 表示。最佳转速与临界转速有着一定的联系。

最佳转速可根据钢球的最大提升高度(即最大落差)H 确定，如图 4－1 所示。钢球在点 A 离开筒壁，这时钢球受筒的压力 $\boldsymbol{F}_N = 0$，由式(1)有

$$mg\cos\alpha = mR\omega^2 = mR(2\pi n)^2 \tag{3}$$

比较式(2)与式(3)，得

$$n = n_s\sqrt{\cos\alpha} \tag{4}$$

由此可见，要有最佳的转速 $n = n_g$，必须具有合适的 α 值(α 角是钢球在点 A 的速度与水平方向 x 轴间的夹角，亦称脱离角)，下面通过求 H 的极值可求出 α 角。

钢球在点 A 脱离转筒后，作初速为 $\boldsymbol{v}_0$ 的斜抛运动，沿抛物线落到筒壁上点 B 处。钢球的运动方程为

$$\begin{cases} x = (v_0\cos\alpha)t \\ y = (v_0\sin\alpha)t - \dfrac{1}{2}gt^2 \end{cases} \tag{5}$$

又

$$(x - R\sin\alpha)^2 + (y + R\cos\alpha)^2 = R^2 \tag{6}$$

由式(1),取 $N=0, v_0=\omega R$,可得

$$v_0 = \sqrt{gR\cos\alpha} \tag{7}$$

将式(5)代入式(6),有

$$(v_0 t\cos\alpha - R\sin\alpha)^2 + \left(v_0 t\sin\alpha - \frac{1}{2}gt^2 + R\cos\alpha\right)^2 - R^2 = 0$$

从上式及式(7)解得,钢球从点 A 到点 B 的飞行时间为

$$t = \frac{4v_0\sin\alpha}{g} \tag{8}$$

将式(8)代入式(5),得钢球落到 B 点的 y 坐标

$$y = (v_0\sin\alpha)t - \frac{1}{2}gt^2 = -\frac{4v_0^2\sin^2\alpha}{g}$$

则由图 4-2 及式(6)得最大落差

$$\begin{aligned} H &= h + |y| \\ &= \frac{v_0^2\sin^2\alpha}{2g} + \frac{4v_0^2\sin^2\alpha}{g} \\ &= \frac{9}{2}R\cos\alpha\sin^2\alpha \end{aligned}$$

下面求 H 的极值,令

$$\frac{dH}{d\alpha} = \frac{9}{2}R\frac{d}{d\alpha}(\cos\alpha\sin^2\alpha) = 0$$

得 $2\cos^2\alpha\sin\alpha=\sin^3\alpha$,即 $\tan^2\alpha=2$,从而 $\alpha=54°44'$。

将 α 值代入式(4);便可求得最佳转速为

$$\begin{aligned} n_g &= \sqrt{\cos 54°44'}\,n_s = 0.76n_s \\ &= 0.76\frac{42.3}{\sqrt{2R}} = \frac{32}{\sqrt{2R}} \text{(以 } \mathrm{r\cdot min^{-1}} \text{ 为单位)} \end{aligned}$$

式中,R 以 m 为单位。

上式给出了球磨机的最佳转速,它是临界转速的 76%。在实际运行中,情况要复杂得多。因为,钢球落差 H 不仅与 α 角有关,还与其他很多因素有关,如钢球的充满系数,煤的数量和种类等等。经过反复实践与对公式的不断修正,一般认为球磨机的最佳转速为

$$n_g = (75\% \sim 80\%)n_s = \frac{31 \sim 34}{\sqrt{2R}} \text{(以 } \mathrm{r\cdot min^{-1}} \text{ 为单位)}$$

式中,R 以 m 为单位。

5 降落伞和跳伞塔

谈湫梅　佘守宪

一　降落伞

人所皆知，从高空落下必须使用降落伞才能安全着陆，降落伞的面积至少应多大才能保证安全呢？这与空气对伞的阻力有关。下面用一简化模型来分析流体对运动物体的阻力。

若有一截面积为 A 的圆柱体，在流体中以速度 $\boldsymbol{v}$ 运动，则在 Δt 时间内，圆柱体前方有体积为 $Av\Delta t$ 的流体被排开，如图 5－1 所示。这些流体得到的动能为 $\Delta E=\frac{1}{2}(\Delta m)v^2$，其中 $\Delta m=\rho Av\Delta t$，ρ 是流体密度。根据动能原理，被排开流体的动能可以认为是圆柱体施于流体的力对流体作功的结果，其功为 $\Delta W=Fv\Delta t$，由 $\Delta W=\Delta E$，得到 $F=\frac{1}{2}\rho Av^2$。再根据牛顿第三定律，流体对圆柱体的反作用力，即为容器在运动中所受的阻力，记为 F_R，其大小为$\frac{1}{2}\rho Av^2$。

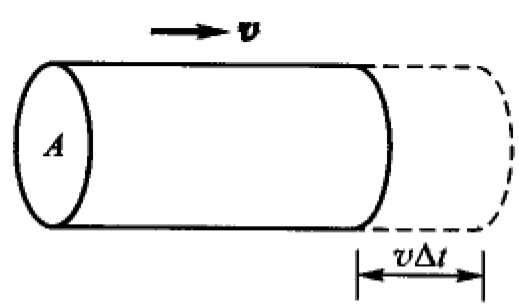


图 5－1

一般来说，阻力的大小与圆柱体表面积的形状及表面的光滑程度有关，通常把阻力公式写成

$$F_R = c\rho Av^2 = bv^2 (b = c\rho A) \tag{1}$$

式中，c 称为阻力系数，它可由风洞实验确定。

为简化计算，把降落伞看成是圆柱体。利用上述结果来估算降落伞的面积。若跳伞员与降落伞的总质量为 m，从静止降落，其受力情况如图 5－2 所示，根据牛顿第二定律，有

$$m\frac{\mathrm{d}v}{\mathrm{d}t} = mg - bv^2$$

即

$$\frac{dv}{dt} = g - \frac{b}{m}v^2 \qquad (2)$$

可见,加速度 dv/dt 随着速度 v 的增加而减小,当 $v^2 = mg/b$ 时,伞匀速下降,此时的速度叫终极速度,用 v_∞ 表示,即

$$v_\infty = \sqrt{\frac{mg}{b}} = \sqrt{\frac{mg}{c\rho A}} \qquad (3)$$

一般来说,人从 1.5 m 高的地方跳下着地是没有危险的。这时空气阻力可以忽略,因此,人着地时速度

$$v = \sqrt{2gh} = \sqrt{2\times 9.8\times 1.5}\ \mathrm{m\cdot s^{-1}} = 5.4\ \mathrm{m\cdot s^{-1}}$$

假如将跳伞员的终极速度定为 $5\ \mathrm{m\cdot s^{-1}}$,跳伞员与降落伞的总质量 $m = 70$ kg,对伞衣中心有排气孔的伞,阻力系数 $c = 0.45$。在 1 大气压、10 ℃下,空气密度 $\rho = 1.25\ \mathrm{kg\cdot m^{-3}}$,则降落伞所需的最小面积由式(3)可求出

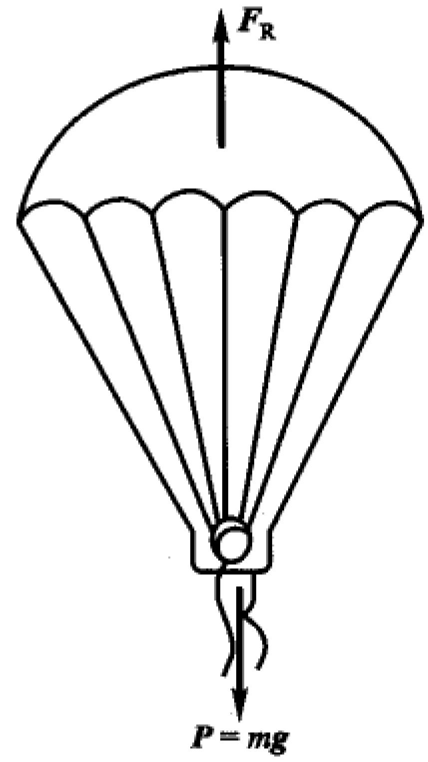


图 5－2

$$A_{min} = \frac{mg}{c\rho v_\infty^2} = \frac{70\times 9.8}{0.45\times 1.25\times 5^2}\ \mathrm{m^2} = 48.8\ \mathrm{m^2}$$

已知国产运动－2 甲型降落伞的面积 $A = 56.7\ \mathrm{m^2}$。可见,上述估算的降落伞的面积与实际降落伞的面积很接近。

二　跳伞塔

伞塔跳伞是跳伞运动的基础训练项目,跳伞塔应建多高呢?这要根据跳伞员下落的距离 y 与下降速度 v 的关系来确定。将式(2)改写成

$$\frac{m}{b}\frac{dv}{dt} = v_\infty^2 - v^2$$

再将 $dt = dy/v$ 代入上式,并分离变量,得

$$\frac{v dv}{v_\infty^2 - v^2} = \frac{b}{m}dy$$

两边积分

$$\int_0^v \frac{v dv}{v_\infty^2 - v^2} = \int_0^y \frac{b}{m}dy$$

得

$$y = \frac{m}{2b}\ln\frac{v_\infty^2}{v_\infty^2 - v^2} = \frac{m}{2c\rho A}\ln\frac{1}{1-\left(\frac{v}{v_\infty}\right)^2}$$

这就是跳伞员由静止开始下落的路程与速度的关系。如果跳伞员的速度达到 $0.99v_\infty$ 时就立即着地，将 $m=70\ kg$，$c=0.45$，$\rho=1.25\ kg\cdot m^{-3}$，$A=56.7\ m^2$，$v=0.99v_\infty$ 代入上式，即得伞塔的最低高度

$$y_{min}=4.3\ m$$

事实上，跳伞员在空中打开降落伞等需要一定的时间，实际伞塔的高度远大于5 m，我国现有伞塔高度为25～85 m。

参考文献

[1] 国家体委军事体育局编. 伞塔跳伞. 北京：人民体育出版社，1978

PDG

6 跳台跳水游泳池的深度

谈漱梅　佘守宪

如何确定跳台跳水游泳池的水深呢？下面就 10 m 高台跳水作一简要分析。

运动员自起跳至落水前的运动可看作是自由落体，其落到水面时的速度

$$v_0 = \sqrt{2gh} = \sqrt{2 \times 9.8 \times 10}\ \mathrm{m \cdot s^{-1}} = 14.0\ \mathrm{m \cdot s^{-1}}$$

运动员入水后，除受到向下的重力外，还受到向上的浮力和水的阻力作用。重力与浮力大小几乎相等（因人体的密度和水的密度几乎相等）。则运动员所受合外力即为水的阻力。由阻力公式①有

$$F = -bv^2$$

式中，$b = c\rho A$，$\rho = 1.0 \times 10^3\ \mathrm{kg \cdot m^{-3}}$ 为水的密度，$A = 0.08\ \mathrm{m^2}$ 为运动员的身体与运动方向垂直的截面积，c 为阻力系数。运动员的手和腿以伸直的姿势入水，阻力较小，取阻力系数 $c = 0.25$，则 $b = 0.25 \times 10^3 \times 0.08\ \mathrm{kg \cdot m^{-1}} = 20\ \mathrm{kg \cdot m^{-1}}$。选水面为坐标原点，铅垂向下为 x 轴正向，根据牛顿第二定律有

$$m\frac{\mathrm{d}v}{\mathrm{d}t} = -bv^2$$

把 $\mathrm{d}t = \mathrm{d}x/v$ 代入上式，得

$$\frac{\mathrm{d}v}{v} = -\frac{b}{m}\mathrm{d}x$$

两边积分，即

$$\int_{v_0}^{v}\frac{\mathrm{d}v}{v} = -\frac{b}{m}\int_0^x \mathrm{d}x$$

得

$$x = \frac{m}{b}\ln\frac{v_0}{v}$$

① 参阅本书“5 降落伞与跳伞塔”。

如果运动员的质量 $m=50$ kg，当其速率减小到 $v=2.0\ \mathrm{m\cdot s^{-1}}$ 时翻身，并以脚蹬池底上浮，则

$$x = 4.9\ \mathrm{m}$$

实际上，运动员从10 m跳台跳下，会深入到水中4.8～5.0 m处。因此，国际跳水规则规定，10 m高台跳水台前端下面的水深为4.50～5.00 m。水太浅对运动员不安全，水太深不利于运动员顺利完成翻身后脚蹬池底的动作。

参考文献

[1] 跳水竞赛规则. 北京：人民体育出版社，1983

PDG

7 GPS的原理与应用

吴方平　解希顺

GPS是Globle Positioning System的缩写，意思为全球定位系统。该系统可以在全球范围内全天候地为地面目标提供信息，从而确定该目标在地面上的精确位置、速度等参数。

一　GPS的组成

全球定位系统由空间部分、地面监控部分和用户部分三大部分组成(图7－1)。三者有各自独立的功能和作用，但又是有机地配合而缺一不可的整体系统。

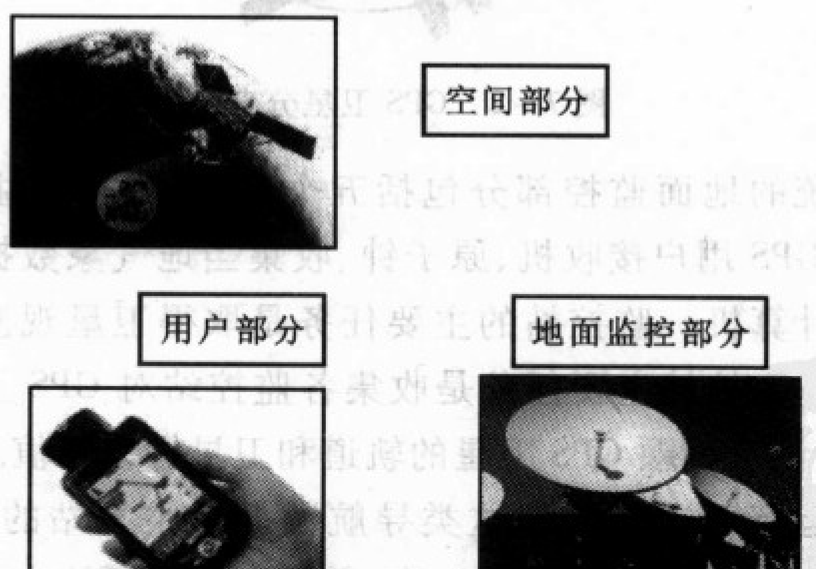


图7－1　GPS的组成部分

全球定位系统的空间部分使用24颗高度约2.02×10^4 km的卫星组成卫星星座。GPS卫星直径1.5 m，质量为843.68 kg(包括310 kg燃料)。GPS卫星通过12根螺旋阵列天线发射张角约为30°的电磁波束垂直指向地面。卫星还装有8块太阳能电池翼板($7.2\ m^2$)，三组15 A的镍镉蓄电池为卫星提供所需的

电能。

卫星的运行轨道均为近圆形轨道，运行周期约为 11 小时 58 分。如图 7－2 所示，所有卫星分布在六个轨道面上（每个轨道面上有四颗），各地每天卫星出现的情况提前 4 分钟与前一天相同。卫星的分布使得在全球的任何地方，任何时间都可观测到四颗以上的卫星，并能保持良好定位解算精度的几何图形（DOP），这就提供了在时间上连续的全球导航能力。

卫星上装备有相当高精确度的铯或铷原子钟，其精确度可到达 3 ns（3×10^{-9} s）。精确的测时是相当重要的，因为接收机必须知道信号从卫星上发射到接收机接收所花的时间，藉此精确的时间方可得到从卫星到接收机精确的距离。当收到四颗卫星的信号时，可做三维空间的定位。

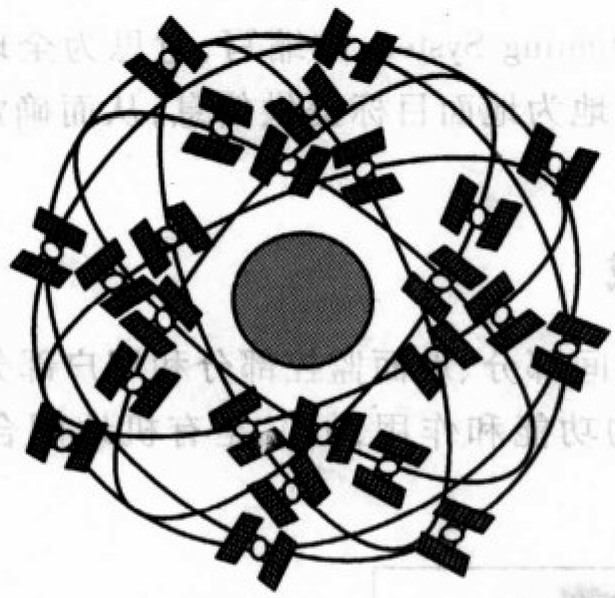


图 7－2　GPS 卫星分布图

全球定位系统的地面监控部分包括五个监控站、三个主控站和一个注入站。监控站设有 GPS 用户接收机、原子钟、收集当地气象数据的传感器和进行数据初步处理的计算机。监控站的主要任务是取得卫星观测数据并将这些数据传送至主控站。主控站主要任务是收集各监控站对 GPS 卫星的全部观测数据，利用这些数据计算每颗 GPS 卫星的轨道和卫星钟改正值。注入站的任务主要是在每颗卫星运行至上空时把这类导航数据及主控站的指令传送到卫星。这种传送对每颗 GPS 卫星每天进行一次，并在卫星离开注入站作用范围之前进行最后的传送。

全球定位系统的用户部分可以是一个手持型或是安装于载具上的 GPS 接收机，所装备的接收机时钟不如卫星时钟精确，这是考虑到成本问题。

二　GPS 的原理

下面简单地介绍一下 GPS 是如何工作的。每一颗卫星会告诉用户使用的

接收机三件事：它是第几号卫星，现位置在哪里，什么时候发送了这一讯息。三颗卫星可做所谓二维定位（经度及纬度），四颗或更多卫星可做所谓三维定位（经度、纬度及高度）。GPS 的定位是利用卫星基本三角定位原理。GPS 接收装置以测量无线电信号的传输时间来测量距离，以距离来判定卫星在太空中的位置，这是一种高轨道与精密定位的观测方式。假设一卫星在 1.76×10^4 km 高处测量我们的距离，首先以 1.76×10^4 km 为半径，以此卫星为圆心画一球面，则我们在该球面上。再假设第二颗卫星距离我们 1.92×10^4 km，则我们正处于这二个球面所交集的圆周上。现在我们再以第三颗卫星做精密定位，假设其高度为 2.08×10^4 km，我们即可进一步缩小范围到圆周与球面相交的两点位置上，但其中一点不是我们所在的位置，因此，我们舍弃这一点，选择另一点为位置所在点。

如果要获得更精确的定位，则必定要再测量第四颗卫星（图 7－3）。从基本物理观念上来说，以讯号传输的时间乘以速度即是我们与卫星的距离，我们将此测得的距离称为虚拟距离。在 GPS 的测量上，我们测的是无线电信号，速度几乎达 $3\times10^8\ \mathrm{m\cdot s^{-1}}$ 的光速，而时间却短得惊人，甚至只要 0.06 s。时间的测量需要两个不同的时表，一个时表装置于卫星上以记录无线电信号传送的时刻，另一个时表则装置在接收器上，用以记录无线电信号接收的时刻。虽然卫星传送信号至接收器的时间极短，但时间上并不同步。假设卫星与接收器同时发出声音，用户会听到两个声音。这是因为卫星从 1.76×10^4 km 远的地方传来声音，所以会有延迟的时间。用此延迟的时间乘以无线电信号传播的速度，就是接收器到卫星的距离。接收机连续不断地更新用户的位置，所以它可计算出用户的移动方向及速度。此即为 GPS 的基本定位原理。

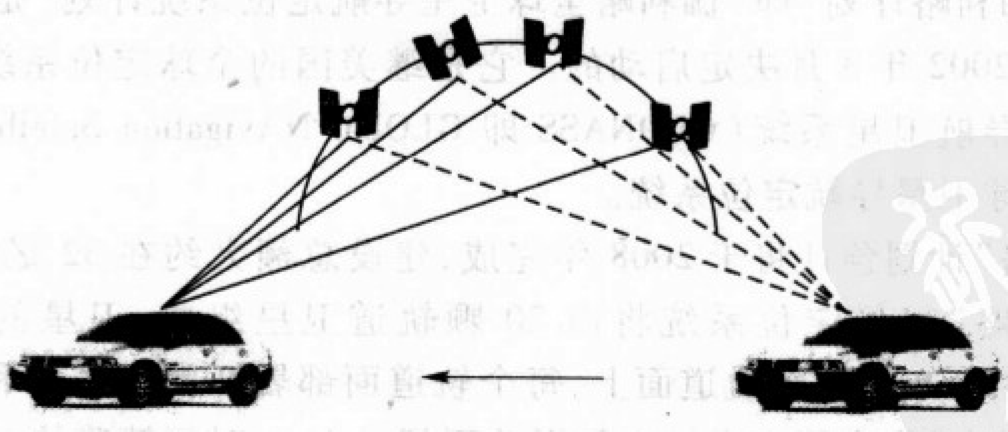


图 7－3　四颗卫星定位

GPS 卫星在距离地面约 20 200 km 的高空，向地面上的广大用户发送测距信号和导航电文等信息。GPS 定位的观测量不可避免地会受到多种误差源影响。按照这些误差源的来源，一般可分为三种情况：(1) 与 GPS 卫星有关的误差，(2) 与信号传播有关的误差，(3) 与接收设备有关的误差。在测量计算时

也要将这些误差考虑进去。GPS 系统提供 P 码和 C/A 码两种定位服务，P 码提供精确定位服务，专门为军方使用；C/A 码提供标准定位服务，供给航海、车辆导航等非军事用途。对于民用定位服务，系统提供的定位精度为 25 m，不过当受到人为干扰时，其定位精度只能达到 100 m。

三 GPS 的应用

GPS 原来只是在军事上使用，现在，人们越来越意识到 GPS 作用的重要及其应用领域的广阔，除军事应用外，它已被广泛应用于航天、航空、航海、测量、勘探等诸多领域。随着 GPS 接收机价格的不断下降和其性能的不断提高，GPS 系统在汽车防盗上的应用越来越普遍，当汽车被盗时，GPS 系统可不断提供被盗车辆的位置，从而配合警方快速出警，打击犯罪。

GPS 虽有“一统江山”的本领，但同任何高技术装备都有优势和缺陷两个方面一样，它同样存在自己的“死穴”、“盲点”——即干扰与抗干扰问题。因为一般情况下，从卫星反馈到地面的 GPS 信号很微弱，如果有人采取瞄准式干扰、阻塞式干扰或欺骗式干扰，都会使 GPS 接收机无法正常工作，从而使其定位、导航精度降低或产生误导，这就如同“摘”去了舰队、机群、各种导弹的“眼睛”。例如，若有人仿制并发射一组大功率的 GPS 卫星，交替经过上空，并模仿其频率密码，就会使得地面接收到若干不准确信号和错误信号，从而失去指挥控制。或以装有模仿 GPS 信号发生装置的飞机，不定时地在其上空飞行。因飞机高度低于卫星，其信号比卫星大得多，干扰能力强，也可以干扰接收机对 GPS 信号的接收，达到使接收机不能准确定位的目的。而这些不足，在欧盟近来提出并正在实施的“伽利略计划”中将不会存在。

所谓“伽利略计划”即“伽利略全球卫星导航定位系统计划”是欧洲于 1999 年提出并于 2002 年 3 月决定启动的。它是继美国的全球定位系统（GPS）和俄罗斯的全球导航卫星系统（GLONASS 即 GLObal NAvigation Satellite System）后的第三套全球卫星导航定位系统。

“伽利略”计划预计将于 2008 年完成，建设总额大约在 32 亿到 36 亿欧元之间，“伽利略”卫星定位系统将由 20 颗轨道卫星组成，卫星的轨道高度为 2.1×10^4 km，分布在 3 个轨道面上，每个轨道面部署 9 颗工作星和 1 颗在轨备份星。“伽利略”将为用户提供空间误差不超过 1 m、时间精确的定位服务。

“伽利略”与 GPS 相比，有较大的不同和优越性。例如，“伽利略”系统的卫星数量多、轨道位置高、轨道面少；“伽利略”更多为民用，可为地面用户提供 3 种信号：免费使用的信号、加密且需交费使用的信号、加密且需满足更高要求的信号。其精度依次提高，最高精度比 GPS 高 10 倍，即使是免费使用的信号精度也达到 6 m。如果说 GPS 只能找到街道，“伽利略”则可找到车库门。所以，“伽

利略”的用户可根据需要进行选择，且定位精度优于GPS。其实，“伽利略”与GPS最大的区别是其服务定为确保的，这给用户一个踏实感。目前，我国也已展开与欧盟的合作，参与“伽利略计划”的实施。

最后我们指出，GPS作为空间定位关键在于精确的长度测量。1983年第17届国际计量大会通过了如下长度定义；“米是光在真空中(1/299 792 458) s时间间隔内所经路径的长度。”此后真空中的光速 c 不再是一个测量值，而是一个精确值，$c = 299\ 792\ 458\ \mathrm{m \cdot s^{-1}}$，从此长度的测量归于时间测量。随着激光技术的飞速发展，一代一代新的激光原子钟的出现，使得时间测量越来越精确，于是长度的测量也随之越来越精确。从此量子光频技术成为GPS系统的核心技术之一。众所周知，这方面的工作获得了2005年诺贝尔物理学奖，文献[3]的作者即为获奖者之一。

参考文献

[1] 邱致和.GPS原理与应用.北京:电子工业出版社,2002

[2] 刘大杰.全球定位系统(GPS)的原理与数据处理.上海:同济大学出版社,1996

[3] T. Hansch. Laser physics at the limits. 2001

8 力学模型和规律在“哥伦比亚”号失事原因分析中的应用

周　军

2003年2月1日,美国东部标准时间上午9时许,美国“哥伦比亚”号航天飞机在返回途中飞临德州上空时解体坠毁,酿成航天史上又一悲惨事故。关于“哥伦比亚”号失事的原因,根据科技日报2003年8月28日的报道,调查美国“哥伦比亚”号航天飞机事故的独立委员会,于2003年8月26日公布了失事原因的最后报告,认为美国航空航天局(NASA)对这起事故负有责任。调查委员会的专家一致认为,一块从主燃料箱脱落的泡沫绝缘材料撞击飞机左翼使其发生严重破损。最后导致航天飞机在返航进入地球大气层途中,因它与大气层的摩擦而产生的超高温气体从破损处入侵,造成内部线路和金属部件融化,出现机毁人亡的事故。此外,美国航空航天局管理层也负有不可推卸的责任。那么,泡沫块为何成为“哥伦比亚”号失事的原因呢?这里主要运用力学模型和规律对“哥伦比亚”号失事的这一原因作些分析解释,以使读者对物理知识在航天器中的运用有所了解。

据美国宇航局(NASA)负责航天计划的官员于2003年2月5日在新闻发布会上说,撞击航天飞机左翼的泡沫块最大为20英寸(约50.8 cm)长,16英寸(约40.6 cm)宽,6英寸(约15.2 cm)厚,其质量大约不到1.3 kg,撞击速度约为250 $\mathrm{m\cdot s^{-1}}$,而航天飞机的上升速度大约为700 $\mathrm{m\cdot s^{-1}}$,下面,我们根据这些数据采用两种力学模型估算“哥伦比亚”号航天飞机左翼受到的平均撞击力。

力学模型1:将泡沫块与航天飞机的相撞看成完全非弹性碰撞,即泡沫块碰上航天飞机后随同飞机一起运动。以地面为参考系,设航天飞机的质量为m,上升速度为$\boldsymbol{v}$;泡沫块的质量为m',撞击速度为$\boldsymbol{v}_0$,速度方向与航天飞机上升的方向在同一条直线上,二者相撞后的共同速度为$\boldsymbol{v}'$,沿航天飞机运动的方向取坐标系。由动量守恒定律得

$$\begin{aligned} v' &= (mv + m'v_0)/(m + m') \\ &= [v + (m'/m)v_0]/(1 + m'/m) \end{aligned} \qquad (1)$$

因航天飞机的质量 $m \gg$ 泡沫块的质量 m'，所以 $v' \approx v = 700\ \mathrm{m \cdot s^{-1}}$。

（1）若泡沫块的运动方向与航天飞机的运动方向相反，则 $m' = 1.3\ \mathrm{kg}$，$v' = 700\ \mathrm{m \cdot s^{-1}}$，$v_0 = -250\ \mathrm{m \cdot s^{-1}}$。把泡沫块看成质点，参考系和坐标系同前，设泡沫块对航天飞机的平均撞击力为 F_1，则由动量定理得

$$\overline{F_1}\Delta t = m'v' - m'v_0 \tag{2}$$

对于碰撞时间 Δt，可以利用美国宇航局所提供的研究数据进行估算。美国宇航局进行的研究表明，质量为 0.76 kg 的泡沫块以 1 000 $\mathrm{km \cdot h^{-1}}$（278 $\mathrm{m \cdot s^{-1}}$）的速度击中飞机的机翼，大约可产生 110×10^4 N 的冲击力。计算时可设该冲击力为 F；泡沫块的质量为 m_A，它撞击飞机时的速度为 v_A，为简单计，假设撞击后速度为零，则由动量定理得 $F\Delta t = m_A v_A$，代入数据得

$$\Delta t = 2.11 \times 10^{-2}\mathrm{s}$$

将以上数据代入式(2)得

$$\overline{F_1} = 5.85 \times 10^4\mathrm{N}$$

（2）若泡沫块的运动方向与航天飞机的运动方向相同，则 $v' = 700\ \mathrm{m \cdot s^{-1}}$，$v_0 = 250\ \mathrm{m \cdot s^{-1}}$。同理可得，泡沫块对航天飞机的平均撞击力 $\overline{F_1'}$ 为

$$\overline{F_1'} = 1.3 \times (700 - 250)/(2.11 \times 10^{-2})\mathrm{N} = 2.77 \times 10^4\mathrm{N}$$

这样看来，平均撞击力竟达 $(2.77 \sim 5.85) \times 10^4$ N，可见泡沫块撞击“哥伦比亚”号左翼，左翼有被破坏的危险。即使不会造成致命伤，至少能够损坏航天飞机机翼上的防热瓦，致使航天飞机返回地球时难以抵御因它与大气层的摩擦而产生的高温气体（1 600 ℃以上）的侵袭。

力学模型 2：将泡沫块同航天飞机的撞击看成弹性正碰。设碰前泡沫块的速度为 v_1，航天飞机的速度为 v_2；碰后泡沫块的速度为 v_1'。仍取航天飞机运动的方向为坐标轴，由弹性正碰的规律可得

$$v_1' = [(m' - m)v_1 + 2mv_2]/(m + m') = [(m'/m - 1)v_1 + 2v_2]/(1 + m'/m)$$

因航天飞机的质量远远大于泡沫块的质量，即 $m \gg m'$，所以 m'/m 可近似看作零，于是有

$$v_1' = 2v_2 - v_1$$

（1）若泡沫块的运动方向与航天飞机的运动方向相反，将 $v_2 = 700\ \mathrm{m \cdot s^{-1}}$，$v_1 = -250\ \mathrm{m \cdot s^{-1}}$ 代入上式得

$$v_1' = 1\ 650\ \mathrm{m \cdot s^{-1}}$$

设泡沫块与航天飞机之间的平均撞击力为 $\overline{F_2}$，为简单计，假设相互作用时间与模型 1 的作用时间相同，即 $\Delta t = 2.11 \times 10^{-2}$ s，则由动量定理得

$$\overline{F_2} = m'(v_1' - v_1)/\Delta t = 11.7 \times 10^4\ \mathrm{N}$$

（2）若泡沫块的运动方向与航天飞机的运动方向相同，则

$$v_1' = (1\ 400 - 250)\,\mathrm{m \cdot s^{-1}} = 1\ 150\ \mathrm{m \cdot s^{-1}}$$

同理可得,泡沫块对航天飞机的平均撞击力$\overline{F_2'}$为

$$\overline{F_2'} = 1.3 \times (1\ 150 - 250)/(2.11 \times 10^{-2})\,\mathrm{N} = 5.55 \times 10^4\ \mathrm{N}$$

可见,$\overline{F_2'} < \overline{F_2}$,但数量级相同。

由上述计算可知,利用模型2算出的平均撞击力是模型1的2倍,但数量级相同,这表明无论是采用哪种模型计算,无论泡沫块的运动方向与航天飞机的运动方向是相同还是相反,泡沫块对"哥伦比亚"号的平均撞击力的数量级都达到 10^4 N,该力能够使航天飞机左翼等处的隔热瓦损坏,造成机毁人亡的事故。

当然,本文对"哥伦比亚"号失事原因的分析讨论只是一种近似的估算。

参 考 文 献

[1] 张孟军."哥伦比亚"号失事原因查明,美航空航天局对事故负有责任[DB/OL]. http://www.stdaily.com/gd/stdaily/2003-08/28/content_137138.htm.

[2] 胡永生.哥伦比亚号缘何解体?[DB/OL]. http://www.stdaily.com/gd/stdaily/2003-02/13/content_51432.htm.

[3] 中国国际互联网络新闻中心."哥伦比亚"号失事:"哥伦比亚"号事故原因调查:NASA 文化毁了它[DB/OL]. http://www.jiajia.net/xinwen/xw_redian.Php? grp_ id=12.

[4] 梁绍荣,刘昌华,盛正华.普通物理学 第一分册 力学[M].北京:高等教育出版社,1995.P.123.

9 河流拐弯处的堤坝

谈漱梅

河流拐弯处外侧的堤坝要比内侧堤坝更加坚固，这是由于内侧堤坝仅需要承受流水的静压强 ρgh（ρ 是水的密度，g 是重力加速度，h 是从坝底到水面的高度。为简单起见，这里假设河床与地面相平）。而外侧堤坝，除了需要承受水的静压强外，由于河流弯曲，外侧堤坝不仅受到水流的冲击，还要承受附加的动压强。

下面计算由于水流冲击产生的动压强。假设在拐弯处河的宽度 b 不变，河床水平，水深h 也保持不变。在稳定流动情况下，水的流速 v 为常量，水的流量（即单位时间内流过某截面的体积）$Q = vhb$。我们近似地把河流拐弯处看成是以 R 为半径的圆弧的一部分，并讨论张角为 $\Delta\theta$ 的那一小段圆弧形堤坝所受的力。取 $a_1a'_1a'_2a_2$ 的一段河水（见图 9－1）作为研究对象，经过极短的时间 Δt 后，这段河水流到 $b_1b'_1b'_2b_2$ 位置。对于稳定流动，$b_1b'_1a'_2a_2$段内河水的动量保持不变，因而所研究的这段河水，在 Δt 时间内动量的增量，等于 $a_2a'_2b'_2b_2$ 段内河水的动量减去 $a_1a'_1b'_1b_1$ 段内河水的动量。显然，这两段河水的质量相等，设为 Δm，这两段河水的速度分别为 $\boldsymbol{v}_1$ 和 $\boldsymbol{v}_2$，根据动量定理该段河水在 Δt 时间内所受的冲量为

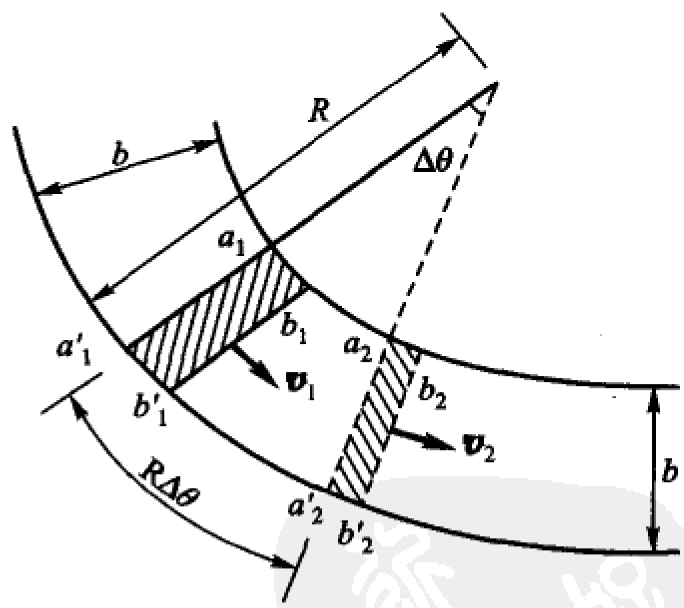


图 9－1

$$\boldsymbol{I} = (\Delta m)\boldsymbol{v}_2 - (\Delta m)\boldsymbol{v}_1 = (\Delta m)\Delta\boldsymbol{v}$$

式中，$\Delta m = \rho Q\Delta t$。根据牛顿第三定律，堤坝所受冲量 $\boldsymbol{I}' = -\boldsymbol{I}$，方向沿 $-\Delta\boldsymbol{v}$ 方向，如图 9－2 所示。由于 $v_1 = v_2 = v$，因而 $\Delta v = v\Delta\theta$。张角为 $\Delta\theta$ 的一段堤坝所受的平均力

$$F = \frac{I}{\Delta t} = \rho Q \Delta v = \rho Q v \Delta \theta$$

此力作用在面积为 $hR\Delta\theta$ 的堤坝上，故动压强为

$$p_{动} = \frac{F}{hR\Delta\theta} = \frac{\rho Q v}{Rh}$$

将 $Q = vhb$ 代入上式，得

$$p_{动} = \frac{\rho b v^2}{R}$$

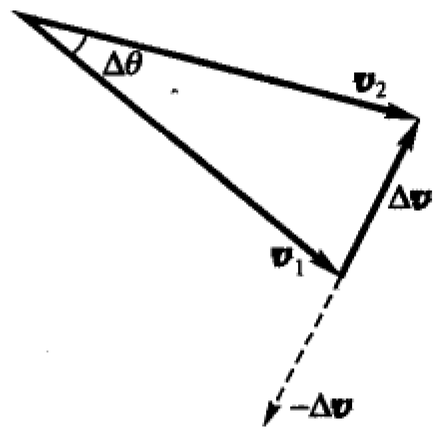


图 9－2

外侧堤坝所受压强为动压强与静压强之和，其最大值为

$$p_{外} = p_{静} + p_{动} = \rho g h + \frac{\rho b v^2}{R}$$

因此，外侧堤坝承受的压强与内侧堤坝承受的压强之比为

$$\frac{p_{外}}{p_{内}} = \frac{\rho g h + \rho b v^2/R}{\rho g h} = 1 + \frac{b v^2}{hRg}$$

假设河宽 $b = 60$ m，水深 $h = 2$ m，河道弯曲半径 $R = 600$ m，洪水期间水的流速 $v = 18\ \mathrm{km \cdot h^{-1}}$，则在堤坝底部处外、内侧压强之比为

$$\frac{p_{外}}{p_{内}} = 1.13$$

接近河面处，h 较小，$p_{静}$ 较小，上述比值还要增大。地面上的河流总是蜿蜒曲折也是这个道理。最初小河由于偶然因素发生轻微的弯曲，水流的冲击产生的附加动压强使凹入的一岸冲刷得更厉害，河流也越来越弯曲，故河流几乎没有直的。

10 静平衡和动平衡

刘世强

高速转动构件，如飞轮，电机转子，汽轮机转子等，其质量的分布情况是设计和制造中必须慎重对待的问题。倘若处理不当，就会造成主轴变形和振动，不能正常工作，甚至造成机毁人亡的严重事故。

下面首先讨论一个质点的情况。设质量为 m 的质点与一质量可略去不计的刚性细杆的一端相连，细杆的另一端 O 固定，细杆（连同质点）以角速度 ω 绕垂直纸平面的轴 O 作匀速圆周运动，其半径为 r。质点所受向心力为

$$F' = mr\omega^2$$

根据牛顿第三定律，轴 O 必然受到力 $\boldsymbol{F}$ 的作用（图 10－1）。$\boldsymbol{F}$ 的大小等于 $\boldsymbol{F}'$ 的大小，$\boldsymbol{F}$ 的方向沿半径并背离轴 O，其矢量形式为

$$\boldsymbol{F} = m\boldsymbol{r}\omega^2$$

式中，径矢 $\boldsymbol{r}$ 由 O 指向质点 m。在力 $\boldsymbol{F}$ 的作用下，轴 O 将发生变形。由于 $\boldsymbol{F}$ 的方向周期性变化，所以轴 O 的变形也是周期性的，从而引起轴 O 振动。

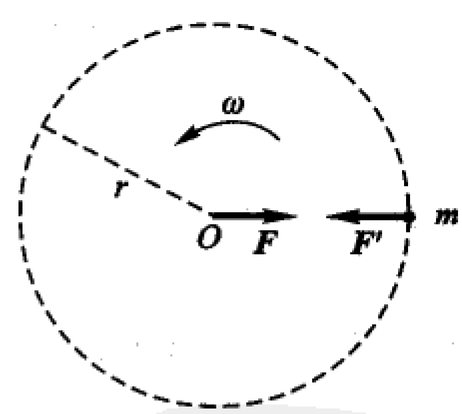


图 10－1

下面简单估算一下，设 $m=1$ kg，$r=0.1$ m，$n=3\ 000$ r·min^{-1}（汽轮机的典型转速），则

$$F = mr\left(\frac{2\pi n}{60}\right)^2 = 1\times 0.1\times\left(\frac{2\pi\times 3\ 000}{60}\right)^2 \text{ N} \approx 1\times 10^4 \text{ N}$$

由于转速高，1 kg 的偏心质量对主轴作用的力竟相当于质量为1 t的物体的重力。

若转动的构件可以看作匀质圆盘，其转动轴过盘心且垂直于盘面，这时，组成圆盘的各质元对转轴的合力为零。转轴不会变形，圆盘转动平稳。但是，由于机构运动的需要或制造上的误差，实际的圆盘常常不是匀质的。这种质量分布不匀的情况很容易检查，方法是将通过圆盘中心垂直于盘面的主轴两端放在

一对平行的光滑水平刀口上，让盘转动，若盘不能在任意方位静止，而只能静止在一个特定方位上。这种状态下的圆盘习惯上称为“静不平衡”的构件，必须配以附加的质量(称为配重)使其达到静平衡。下面来计算配重。为简化计算，把配重看作质量集中在其质心上的质点，称为偏心质点。

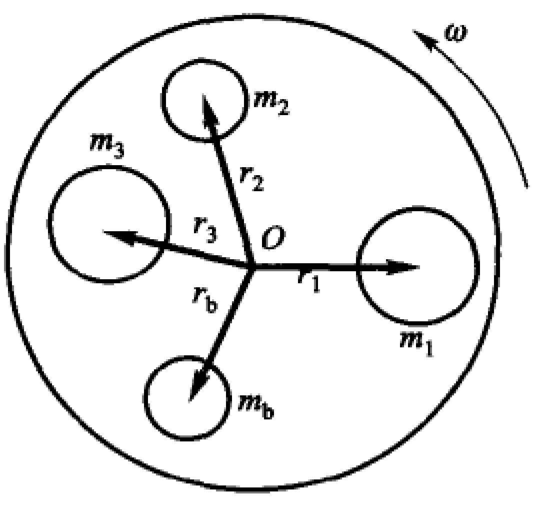


图 10－2

设匀质圆盘上放有三个偏心质点 m_1，m_2 和 m_3，它们的径矢分别为 $\boldsymbol{r}_1$，$\boldsymbol{r}_2$ 和 $\boldsymbol{r}_3$。取配重的质量为 m_b，其径矢为 $\boldsymbol{r}_b$(图 10－2)。加上配重后应使各质点对轴 O 的合力为零，即

$$\sum \boldsymbol{F} = m_b\boldsymbol{r}_b\omega^2 + m_1\boldsymbol{r}_1\omega^2 + m_2\boldsymbol{r}_2\omega^2 + m_3\boldsymbol{r}_3\omega^2 = 0$$

即

$$m_b\boldsymbol{r}_b + m_1\boldsymbol{r}_1 + m_2\boldsymbol{r}_2 + m_3\boldsymbol{r}_3 = 0 \tag{1}$$

由式(1)可求出 $m_b\boldsymbol{r}_b$，适当选择 m_b 和 $\boldsymbol{r}_b$ 中的一个量即可求出另一个量。例如考虑到尺寸和布局，选定 $\boldsymbol{r}_b$，便可决定配重 m_b。不难看出：

1. 无论圆盘上有几个偏心质点，只需加上一个配重即可实现静平衡。

2. 因 $m_b\boldsymbol{r}_b = (-m_b)(-\boldsymbol{r}_b)$，所以，不在 $\boldsymbol{r}_b$ 处加上配重，而在 $(-\boldsymbol{r}_b)$ 处挖掉质量 m_b，也可实现静平衡。

3. 加上配重后进行静平衡试验，此时重力矩之和为

$$\sum \boldsymbol{M} = \boldsymbol{r}_b \times m_b\boldsymbol{g} + \boldsymbol{r}_1 \times m_1\boldsymbol{g} + \boldsymbol{r}_2 \times m_2\boldsymbol{g} + \boldsymbol{r}_3 \times m_3\boldsymbol{g}$$
$$= (m_b\boldsymbol{r}_b + m_1\boldsymbol{r}_1 + m_2\boldsymbol{r}_2 + m_3\boldsymbol{r}_3) \times \boldsymbol{g}$$

根据式(1)可知

$$\sum \boldsymbol{M} = 0$$

即转动构件达到静平衡时，它在任何方位均能静止。

若转动构件的轴向长度较大，不能看作圆盘，即使实现了静平衡，转动时主轴仍然可能发生变形和振动，使这种构件的主轴不发生变形和振动的问题称为动平衡问题。如图 10－3 所示，由质点 m_1 和 m_2 组成的构件绕 OO'轴转动时，轴所受的合力及合力矩一般均不为零。即使合力为零($\boldsymbol{F}_1 = -\boldsymbol{F}_2$)，满足了静平衡的要求，由于偏心质点 m_1 和 m_2 不在同一平面内，合力矩也不为零，主轴仍然会变形和振动。所以需要采用其它方法使之达到动平衡。

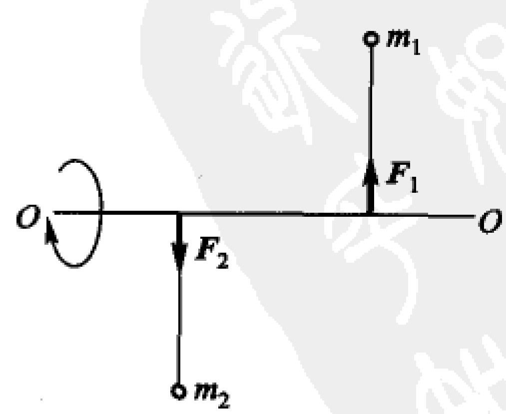


图 10－3

设转动构件上有三个偏心质点 m_1，m_2 和

m_3，其径矢分别为 $\boldsymbol{r}_1$，$\boldsymbol{r}_2$ 和 $\boldsymbol{r}_3$，其轴向距离为 l_2 和 l_3，如图 10－4 所示。设在点 a 处和点 b 处分别加上配重，质量为 m_a 和 m_b，其径矢为 $\boldsymbol{r}_a$ 和 $\boldsymbol{r}_b$，位置为 l_1 和 l_4。达到动平衡时，由平衡方程 $\sum \boldsymbol{M}_a = 0$ 得出

$$l_1\boldsymbol{i} \times m_1\boldsymbol{r}_1\omega^2 + (l_1 + l_2)\boldsymbol{i} \times m_2\boldsymbol{r}_2\omega^2 +$$
$$(l_1 + l_2 + l_3)\boldsymbol{i} \times m_3\boldsymbol{r}_3\omega^2 + (l_1 + l_2 + l_3 + l_4)\boldsymbol{i} \times m_b\boldsymbol{r}_b\omega^2 = 0$$

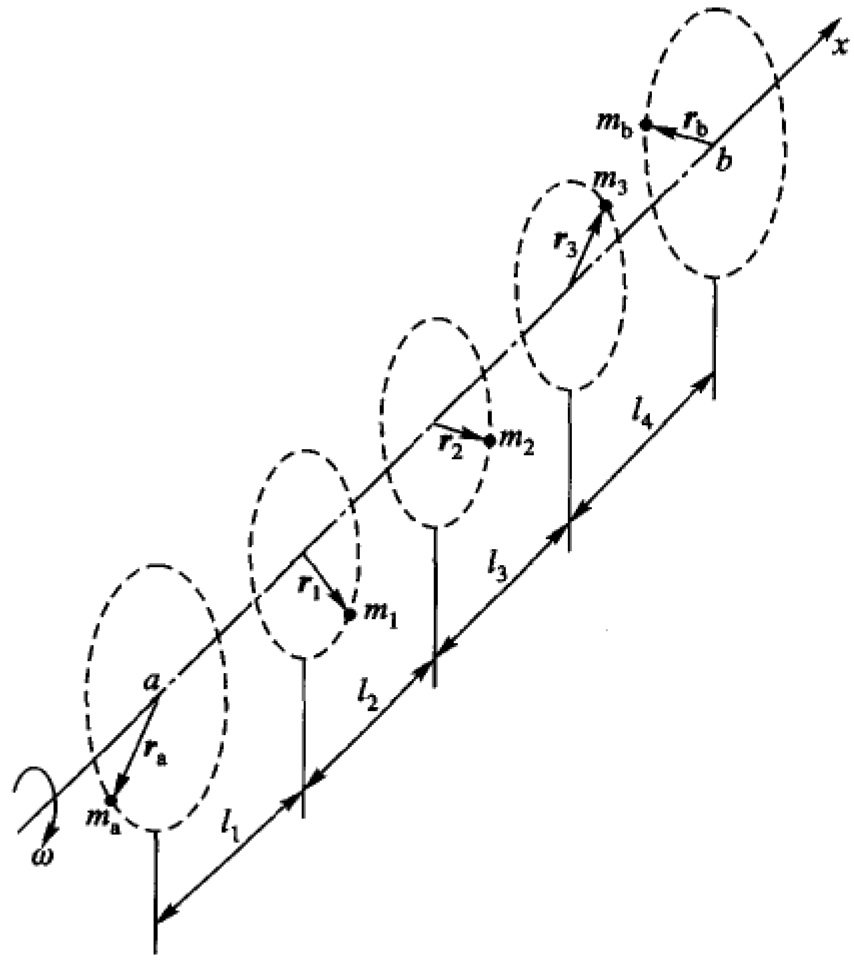


图 10－4

式中 $\boldsymbol{i}$ 为沿 x 轴正方向的单位矢量。整理上式，且考虑到 $\boldsymbol{i}$ 与 $\boldsymbol{r}_1$、$\boldsymbol{r}_2$、$\boldsymbol{r}_3$、$\boldsymbol{r}_b$ 均互相垂直，有

$$l_1m_1\boldsymbol{r}_1 + (l_1 + l_2)m_2\boldsymbol{r}_2 + (l_1 + l_2 + l_3)m_3\boldsymbol{r}_3 +$$
$$(l_1 + l_2 + l_3 + l_4)m_b\boldsymbol{r}_b = 0 \tag{2}$$

同理，根据 $\sum \boldsymbol{M}_b = 0$ 得出

$$(l_1 + l_2 + l_3 + l_4)m_a\boldsymbol{r}_a + (l_2 + l_3 + l_4)m_1\boldsymbol{r}_1 +$$
$$(l_3 + l_4)m_2\boldsymbol{r}_2 + l_4m_3\boldsymbol{r}_3 = 0 \tag{3}$$

由式(2)和式(3)，分别求出 $m_a\boldsymbol{r}_a$ 和 $m_b\boldsymbol{r}_b$，就可决定配重。不难看出：

1. 无论转动构件上偏心质量有多少，只需要加两个配重即可实现动平衡。

2. 将式(2)和式(3)相加并整理，得出

$$m_a\boldsymbol{r}_a + m_1\boldsymbol{r}_1 + m_2\boldsymbol{r}_2 + m_3\boldsymbol{r}_3 + m_b\boldsymbol{r}_b = 0$$

上式恰为静平衡条件。可见转动构件满足动平衡条件时，必然满足静平衡条

件;反之却不然,达到静平衡时,未必达到动平衡。所以,一般应使高速转动构件满足动平衡条件。

参 考 文 献

[1] 黄锡恺. 机械原理. 北京:高等教育出版社,1981

PDG

11 哑铃式铁锤的打击中心

任全年

粉碎机中常使用哑铃形铁锤破碎矿石，其构造如图 11－1 所示。工作时，铁锤绕水平轴 O 快速转动，撞击从入料口倒入的矿石，以达到粉碎的目的。下面分析为使铁锤对矿石的冲击力最大，并使轴 O 处所受冲力最小，将铁锤设计成哑铃形最为合理。

为便于分析，设在光滑水平面上，放一质量为 m'，长度为 $2l$ 的匀质细杆。有一质量为 m 的石块以水平速度 $\boldsymbol{v}$ 击杆，并以速度 $\boldsymbol{v}'$ 反弹，如图 11－2 所示。石块击杆处与杆心 C（杆的质心）距离为 l_1。在水平方向，杆、石块构成的系统不受外力作用，故动量守恒。设杆心 C 因碰撞获得水平速度 $\boldsymbol{v}_C$，则

$$mv = m'v_C - mv' \tag{1}$$

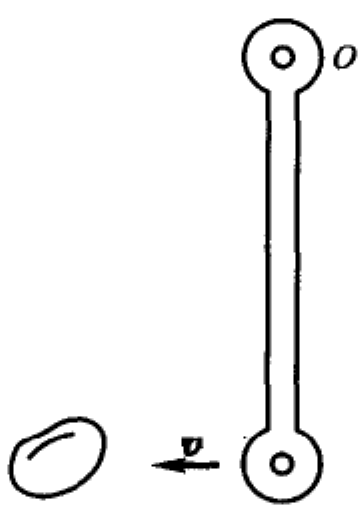


图 11－1

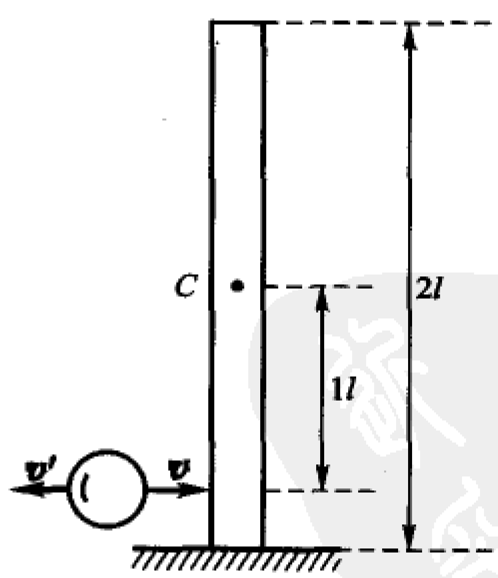


图 11－2

在碰撞的瞬时，因系统不受外力矩的作用，所以，它们对过杆心 C 垂直于水平面的轴的角动量也守恒。设杆对过杆心 C 的轴的转动惯量为 J_C，碰后杆绕该轴转动的角速度为 ω，则

$$mvl_1 = J_C\omega - mv'l_1 \tag{2}$$

解式(1)和式(2),得

$$m'v_C l_1 = J_C\omega \tag{3}$$

由于碰撞使杆心得到速度 $\boldsymbol{v}_C$,因而整个杆沿水平方向随质心以速度 $\boldsymbol{v}_C$ 平动。此外,杆还要以角速度 ω 绕过杆心 C 垂直于水平面的轴转动。所以,实际上,杆同时参与了平动和转动。杆上各点平动部分速度分布如图 11－3(a)所示。转动部分速度分布如图 11－3(b)所示。图 11－3(c)是杆上各点的合成速度分布。从图 11－3(c)可见,在杆心 C 之上方存在一点 P,在杆与石块的碰撞过程中,其速度改变量始终为零。根据动量定理可知,点 P 处受力为零。此处即为打击中心。除此点外在杆上其他位置,都要不同程度地受到冲力作用。

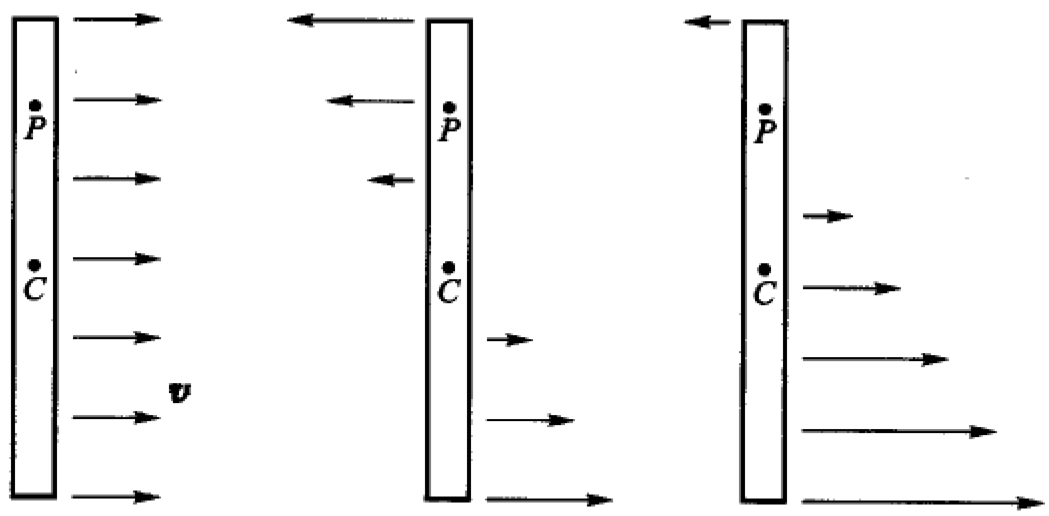


图 11－3

实际上,杆上点 P 绕杆心转动的线速度与随杆心平动的速度大小相等,方向相反。设点 P 距杆心距离为 R,则应有

$$\boldsymbol{v}_C + \boldsymbol{\omega} \times \boldsymbol{R} = 0$$

得

$$v_C = \omega R \tag{4}$$

把式(4)代入式(3),得到打击中心的位置为

$$R = J_C/m'l_1 \tag{5}$$

从式(5)可以看出,若把杆的质量几乎全部集中于杆的两端,且每端各半,可得如图 11－1 所示的哑铃,这时 J_C 达到最大值,为

$$J_C = \frac{1}{2}m'l^2 + \frac{1}{2}m'l^2 = m'l^2$$

若令 $l_1 = l$,即让撞击点在杆的下端处,则由式(5)知,R 也恰好等于 l,即打击中心处在最上端,这样撞击点和打击中心分开的距离最大。如把哑铃型铁锤的转动轴 O 取在打击中心处,那么(1) 当锤撞击矿石时,锤的下端点可以获得最大的撞击速度。而锤的上端点(即轴心 O 处)刚好为打击中心,轴受冲力最

小。有利于保护轴。(2) 锤的一半质量集中在锤下端,获得了大的撞击质量。这就满足了本文开始时所提出的设计要求。另外,还有一个好处,就是当铁锤的一端受磨损时,可把另一端换过来,交替使用,提高了铁锤的利用率。

参考文献

[1] 华北农机学院.农村实用力学.北京:科学出版社,1978

PDG

12 汽车的驱动与制动

谈湫梅　佘守宪

汽车为什么能启动呢？有人说，这是由于汽车发动机产生的驱动力使汽车启动。然而从牛顿力学知道，静止的物体需要有外力作用，使其产生加速度，才能运动起来。汽车发动机的力是内力，内力不会使物体产生加速度。那么，汽车依靠什么外力驱动呢？

一　汽车的驱动力

汽车发动机内的燃气压力推动汽缸内的活塞，经过一套传动机构传到后轮上，对后轮作用一个驱动力矩 $\boldsymbol{M}$，如图 12－1 所示。该力矩使后轮作顺时针转动，从而使轮子与地面的接触点有向后滑动的趋势，结果地面对后轮作用一个向前的摩擦力 $\boldsymbol{F}_{f1}$，这个力就是使汽车启动的外力，所以汽车的驱动力是地面给汽车的摩擦力。前轮是被动轮，它与地面相接触的点有向前滑动的趋势，使得地面对前轮作用一个向后的摩擦力 $\boldsymbol{F}_{f2}$，$\boldsymbol{F}_{f2}$ 是阻碍汽车前进的外力。显然，地面对后轮必须提供足够大的摩擦力，使 $F_{f1} > F_{f2}$，汽车才能获得向前的加速度而启动。否则尽管发动机开动，后轮在转动，汽车仍不能前进，这就是常见的打滑现象。从能量角度看，在不打滑的情况下，车轮与地面的摩擦力是静摩擦力，它并不作功，汽车的驱动是发动机的内力作功使汽车获得动能，而摩擦力仅是实现内力作功的条件，并不是摩擦力作功使汽车获得动能。

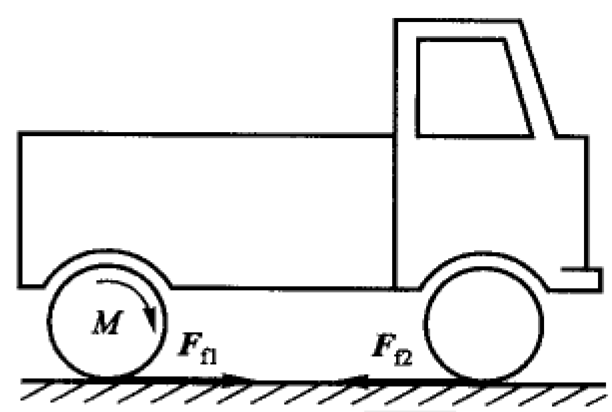


图 12－1

二　汽车的打滑

为简单起见，略去前轮的摩擦力，讨论地面与后轮的摩擦系数 μ 至少应为

多大，才能避免打滑。如图 12－2 所示，设汽车质量为 m，前后轮相距 $2l$，质心 C 距前后轮等距，离地面高度为 h。假若地面给后轮和前轮的支承力分别为 $\boldsymbol{F}_{N1}$ 和 $\boldsymbol{F}_{N2}$，地面给后轮向前的摩擦力为 $\boldsymbol{F}_{f1}$，汽车向前的加速度为 $\boldsymbol{a}$，则由质心运动定律及牛顿定律，得

$$F_{f1} = ma \qquad (1)$$

$$F_{N1} + F_{N2} - mg = 0 \qquad (2)$$

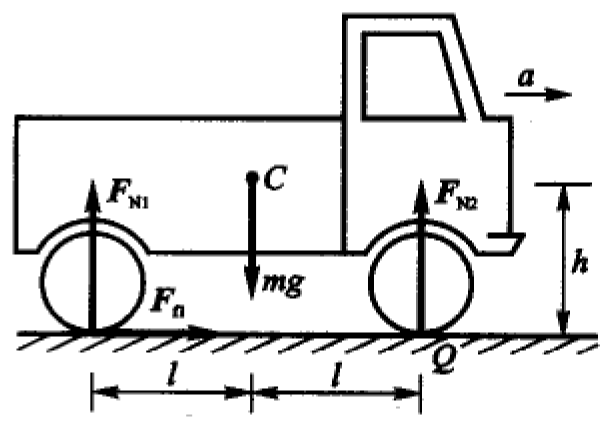


图 12－2

再从绕质心轴的转动定律，得

$$F_{f1}h + F_{N2}l - F_{N1}l = 0 \qquad (3)$$

解式(1)、式(2)和式(3)，得

$$F_{N1} = \frac{m}{2}\left(g + \frac{ha}{l}\right) \qquad (4)$$

$$F_{N2} = \frac{m}{2}\left(g - \frac{ha}{l}\right) \qquad (5)$$

后轮不打滑的条件为

$$F_{f1} \leqslant \mu F_{N1}$$

即

$$ma \leqslant \mu \frac{m}{2}\left(g + \frac{ha}{l}\right)$$

所以

$$\mu \geqslant \frac{2la}{gl + ha} \qquad (6)$$

在下雨或路上结冰的时候，摩擦系数会大大减小，以至式(6)的条件不能满足，因此会发生打滑现象。

三　翻车

从式(4)和式(5)可以看出，随着加速度 a 的增大，F_{N1} 增大，而 F_{N2} 减小，这表明地面对后轮的支承力增加，对前轮的支承力减小。而支承力是被动力，支承力变化的原因是轮胎对地面的压力变化引起的。也就是说，随着加速度 a 的增大，后轮对地面的压力增加，前轮对地面的压力减小。这意味着车尾下沉，车头上抬。反之，在汽车刹车减速时，加速度 a 变为负值，这时后轮对地面的压力减轻，前轮对地面的压力加重，结果车头下沉，车尾上抬。如果汽车刹车过猛，以致 $|a| > \frac{gl}{h}$，则 $F_{N1} < 0$，这意味着后轮离地而腾起。这时，汽车刹车引起的惯性力 $\boldsymbol{F}_i = m\boldsymbol{a}$ 对前轮与地面接触点 Q 的力矩已大于重力对 Q 点的力矩，即

$$mah > mgl$$

因而整个汽车会绕 Q 点顺时针方向转动，就会造成重大翻车事故。

13 弧形闸门省力

谈漱梅

平面闸门由于结构简单，制造、安装简便，得到广泛的应用。而弧形闸门由于提升时启门力小这一突出的优点，也应用得十分广泛。宏伟的长江葛洲坝水利工程和黄河上游刘家峡水电站等都采用了弧形闸门。

下面比较弧形闸门和平面闸门提升时的启门力。

弧形闸门的构造如图 13－1 所示，其主要构件是一绕垂直于纸面的水平固定轴 O 转动的半径为 R 的弧形门叶。假定门叶与支架的总质量为 m，质心约在距转轴 $0.7R$ 处，门叶及支架对转轴 O 的总转动惯量约为 $I=0.8mR^2$。若开始提升时，弧形门叶的切向加速度为 $a=0.1\ g$（g 为重力加速度），并近似认为此时质心 C 与转轴 O 处于同一水平高度（见图 13－2）。略去摩擦阻力，弧形门叶与支架系统受力为：重力 $\boldsymbol{P}=m\boldsymbol{g}$，钢丝绳的拉力 $\boldsymbol{F}_{\mathrm{T}}$ 及 O 轴的力 $\boldsymbol{F}_{\mathrm{N}x}$、$\boldsymbol{F}_{\mathrm{N}y}$，如图 13－2 所示。

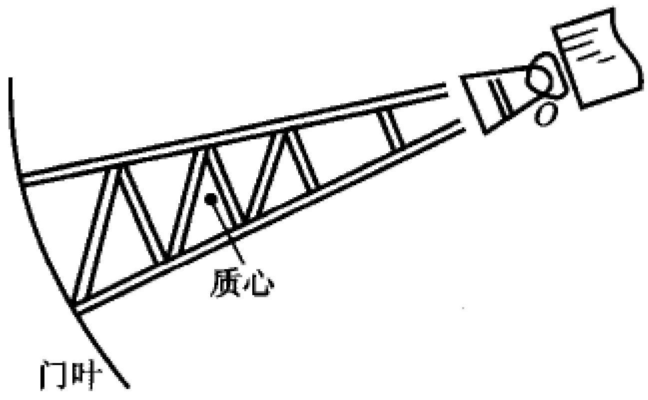


图 13－1

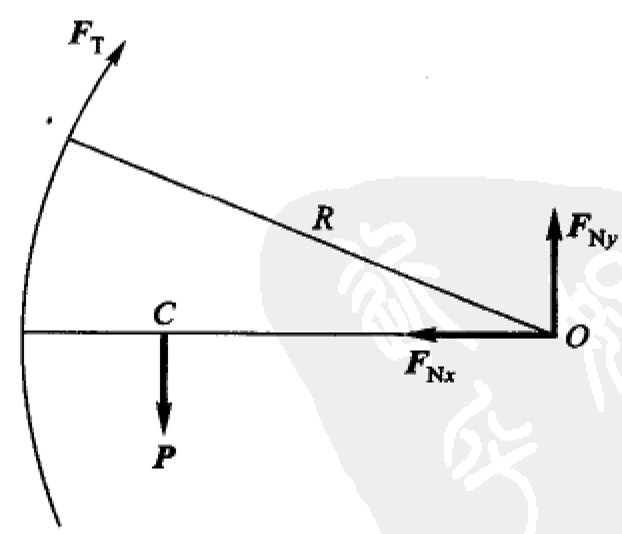


图 13－2

根据转动定律，

$$RF_{\mathrm{T}}-0.7Rmg=0.8\ mR^2\frac{a}{R}$$

由于已设 $a=0.1g$，所以启门力 F_T 为

$$F_T = 0.7\,mg + 0.8\,m \times 0.1\,g = 0.78\,mg$$

如果以同样的加速度提升同样质量的平面闸门，所需启门力为 F'_T（见图 13－3）。根据牛顿第二定律，有

$$F'_T - mg = ma$$

即

$$F'_T = mg + 0.1\,mg = 1.1\,mg$$

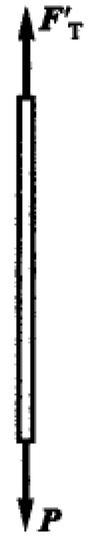


图 13－3

比较上面结果，可见提升弧形闸门所需的启门力较小。此外，因弧形的抗弯本领较强，还可适当减小门叶的厚度。这样，不仅节省了材料，并且也进一步减小了提升闸门所需的动力。有关资料表明，对于孔口面积同为36 m^2，工作水头（用水柱高度表示的压强）同为58 m，总水压力同为2 088 t的闸门，如采用弧形闸门，则启闭机容量约为70 t；采用胶木滑道平面闸门，则启闭机容量约需400 t。

参 考 文 献

[1]　安徽省水利局勘测设计院. 水工钢闸门设计. 北京：水利出版社，1980

14 高速转动物体的极限转速

宋玉亭

转动物体内各媒质元都作圆周运动，因而都需要向心力。这些向心力由它与周围媒质元的相互作用提供。

因此，在转动物体内形成一种因转动而产生的应力。当转速过高时，物体会因应力过大而断裂。那么，高速转动的物体断裂前的极限转速是多大呢？

设一个半径为 R、厚度为 a、密度为 ρ 的匀质圆盘，以角速度 ω 绕过盘心的固定轴转动。在圆盘上任取一半径为 $r(r < R)$，宽度为 $\mathrm{d}r$ 的细圆环（见图14－1），由对称性知，环上各处应力相同。在环上再任取一小段 $\mathrm{d}l$，其质量为 $\mathrm{d}m$，$\mathrm{d}l$ 所对应的张角为 $\mathrm{d}\theta$。可以看出，$\mathrm{d}l = r\mathrm{d}\theta$。而且

$$\mathrm{d}m = \rho a \mathrm{d}l \mathrm{d}r = \rho a r \mathrm{d}r \mathrm{d}\theta$$

它所受到的向心力为

$$F = \omega^2 r \mathrm{d}m = \rho a r^2 \omega^2 \mathrm{d}r \mathrm{d}\theta \tag{1}$$

而其它媒质元对它的作用应力 F_T 可看作是沿切线且方向相反的一对力（见图14－2）。从几何关系可以看出，这对力产生的合力 F 指向圆心，大小为

$$F = 2F_T \sin\left(\frac{\mathrm{d}\theta}{2}\right) = \rho a r^2 \omega^2 \mathrm{d}r \mathrm{d}\theta \tag{2}$$

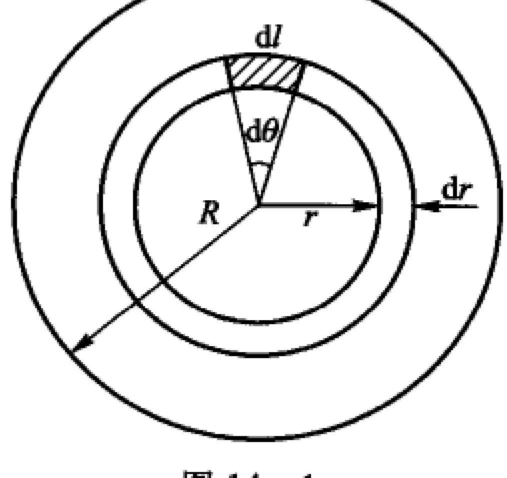


图 14－1

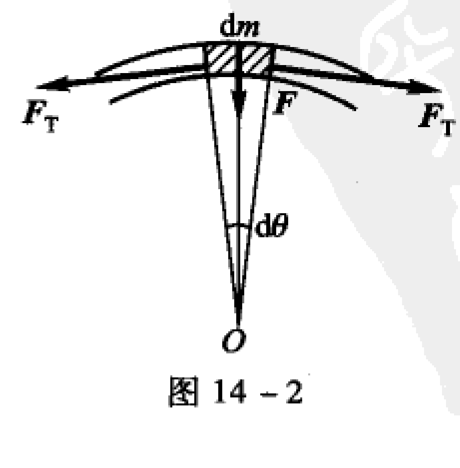


图 14－2

当 $d\theta$ 足够小时，$\sin\left(\frac{d\theta}{2}\right)\approx\frac{d\theta}{2}$。联立求解式(1)与式(2)得切应力为

$$F_T = \rho a r^2 \omega^2 dr$$

又因为 $\omega = 2\pi n$(n 为转速)，则

$$F_T = 4\pi^2 n^2 \rho a r^2 dr$$

可见 F_T 与 r^2 成正比，应力最大处应在圆盘边缘，即最大切应力为

$$F_{Tm} = 4\pi^2 n^2 \rho a R^2 dr$$

对于一根棒(或杆)来说，若对其施以拉力 F_T 时，则 F_T 与棒的截面积 A 之比称为抗张强度。当拉力与截面积之比超过某一临界值时，棒就会断裂。这个临界值 S 称为极限抗张强度，所以转动物体的极限抗张强度 S 为

$$S = \frac{F_{Tm}}{a dr} = \frac{4\pi^2 n^2 \rho a R^2 dr}{a dr} = 4\pi^2 n^2 \rho R^2 \quad (3)$$

由式(3)解得极限转速 n_m 为

$$n_m = \frac{1}{2\pi R}\sqrt{\frac{S}{\rho}} \quad (4)$$

下面讨论极限转速的实际应用。

例 1　计算外径 D 为 400 mm、安全工作线速度 v 为50 $m \cdot s^{-1}$ 的砂轮极限转速。根据线速度与转速的关系，可以求出安全工作转速 n 为

$$n = \frac{60v}{2\pi R} = \frac{60v}{\pi D} = 2\ 389\ r \cdot min^{-1}$$

这种砂轮的极限抗张强度 S 约为 $1.50\times10^7\ N\cdot m^{-2}$，密度 ρ 约为 $2.5\times10^3\ kg\cdot m^{-3}$。由式(4)知它的极限转速 n_m 为

$$n_m = \frac{1}{\pi D}\sqrt{\frac{S}{\rho}} = 61.7\ r\cdot s^{-1} = 3\ 700\ r\cdot min^{-1}$$

为了保证砂轮在高速磨削过程中有足够的强度不破裂，出厂前按安全工作转速的 1.5 倍进行检测。上述砂轮的安全工作转速为2 389 $r\cdot min^{-1}$。

例 2　以极限抗张强度 S 为 $10^9\ N\cdot m^{-2}$ 的钢制圆盘为例，来计算它的极限转速。这种钢材的密度 ρ 为 $7.6\times10^3\ kg\cdot m^{-3}$。设钢盘的直径 D 为500 mm，由式(4)知它的极限转速为

$$n_m = \frac{1}{\pi D}\sqrt{\frac{S}{\rho}} = 231\ r\cdot s^{-1} = 13\ 863\ r\cdot min^{-1}$$

这对一般的转动物体来说是很高的转速。但是对于超高速离心机来说，它的转速可以比这高得多。在这种情况下，要精心选择合适的材料，严格计算极限转速，使安全工作转速低于极限转速，保证使用安全。

15 门的制动器

严永良

为了避免门与墙壁的撞击,常常在门和墙上安装制动器。目前不少制动器安装在靠近地面如图 15－1 所示的位置上,在开关门的过程中,门与制动器发生碰撞,从而门受到撞击力的作用,长此以往,可震松铰链,毁坏门框。然而,如果制动器的位置选择适当,撞击力可以减小到最低程度。下面分析制动器安装的最佳位置。

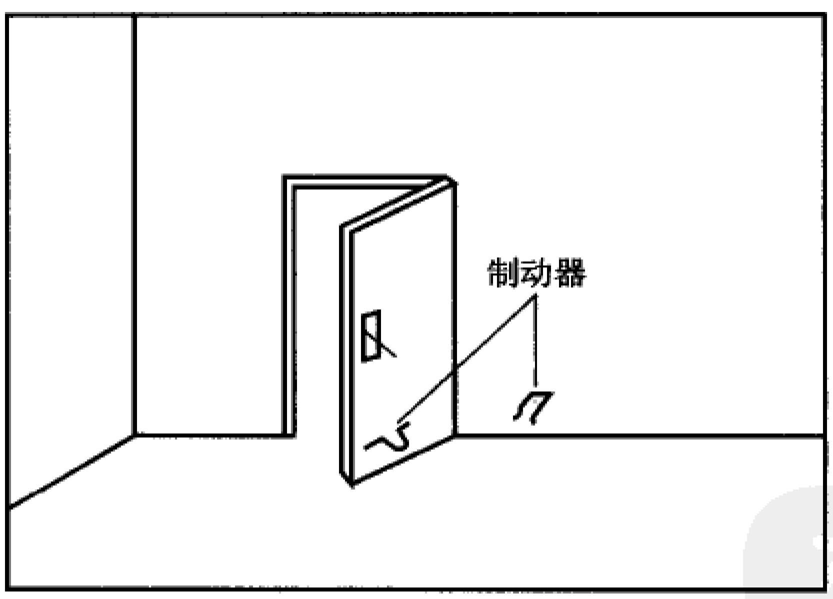


图 15－1

若门的质量分布是均匀的。选择门平面为 Oxz 平面,首先讨论制动器在 x 方向的最佳安装位置。为此,设想把门横分成许多窄条,如图 15－2(a)所示。

现任取一窄条 K 研究其撞击时的情况。

设制动器离门轴的距离为 d,窄条 K 的质量为 m,其质心与转轴的距离为 $\frac{h}{2}$,门宽为 h。在门与制动器撞击时,窄条 K 受到制动器的作用力为 $\boldsymbol{F}_0$,门轴的

作用力为 $\boldsymbol{F}_1$ 和 $\boldsymbol{F}_2$，如图 15－2(b)所示。其中 $\boldsymbol{F}_2$ 是轴向力，它通过轴线，为窄条 K 提供转动所需的向心力。$\boldsymbol{F}_0$ 和 $\boldsymbol{F}_1$ 是冲击力，正是这两个力使门制动。显然要减小门框受的冲击力，就应使 $\boldsymbol{F}_1$ 尽量减小。

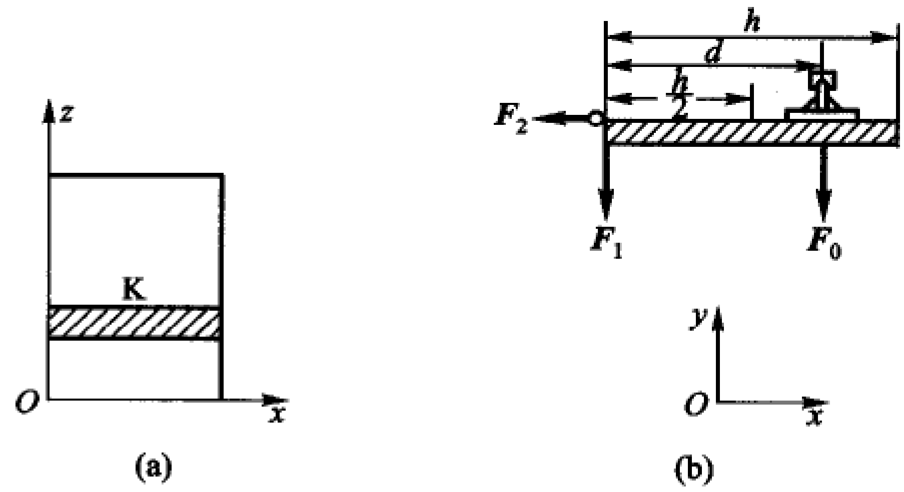


图 15－2

为便于讨论，把窄条看成是绕定轴转动的刚性长棒，它与制动器撞击时，将受到来自制动器的外力矩 M，根据角动量定理，在 t_0 到 t 的撞击时间内，角动量的变化为

$$L - L_0 = \int_{t_0}^{t} M \mathrm{d}t$$

式中，$L_0 = J\omega_0$ 为开始撞击时的角动量，其中 J 为窄条绕轴的转动惯量，L 为撞击终止(即门制动)时的角动量，显然应该为零。从图 15－2(b)中可以看出，$M = -d \cdot F_0$，这样，上式可写成

$$J\omega_0 = d\int_{t_0}^{t} F_0 \mathrm{d}t \tag{1}$$

窄条 K 的运动还应遵循动量定理。动量定理在 y 方向的分量式为

$$p - p_0 = \int_{t_0}^{t} -(F_0 + F_1)\mathrm{d}t \tag{2}$$

式中 $p_0 = mv_y = m\dfrac{h}{2}\omega_0$ 为起始动量，p 为碰撞后的动量($p = 0$)。

联立求解式(1)和式(2)，可得

$$\int_{t_0}^{t} F_1 \mathrm{d}t = \left(m\frac{h}{2} - \frac{J}{d}\right)\omega_0$$

为使冲击力 $F_1 = 0$，并考虑到 $J = \dfrac{1}{3}mh^2$，所以

$$d = \frac{2}{3}h$$

由此可见，对任一窄条来说，在离轴线$\frac{2}{3}h$处安装制动器，可使轴线上受到的冲击力最小。这一结论对所有窄条都成立。所以如果门的质量分布均匀，上下对称，制动器应安装在门的上下对称线上，离轴线$\frac{2}{3}h$的地方。这样可以保护门轴处的铰链不易损坏。

PDG

16 重车和空车同时到吗？

佘守宪

在物理课程中讨论有关车辆运动的问题时，通常把车辆看成一个质点，用质点动力学的有关规律来计算。然而把车辆近似看成是质点是有条件的。下面通过一个实际问题来讨论。

在铁路的调车场上，常把车辆从一定高度的地方沿倾斜的轨道向下溜放到平地上。问：装满货物的车辆（重车）和不装货物的车辆（空车），是否同时到？若不同时到达，哪个先到？

如果把车辆视为质点，这问题便是质点沿斜面下滑的问题。设车辆的质量为 m，起动时高度为 h，初速为 v_0，末速为 v，斜坡长度为 s，阻力系数（车辆所受摩擦阻力与车重之比）为 μ，则由功能原理（当斜坡的倾角不大时，可以认为正压力即等于车重），有

$$\frac{1}{2}mv^2 - \frac{1}{2}mv_0^2 = mgh - \mu mgs$$

因而

$$v^2 = v_0^2 + 2g(h - \mu s) \tag{1}$$

将式(1)与匀加速直线运动公式 $v^2 = v_0^2 + 2as$ 比较，就得到车辆的加速度为

$$a = \left(\frac{h}{s} - \mu\right)g \tag{2}$$

它与车辆的质量无关。结论是：重车和空车运动情况相同，同时到达。可是现场实测的结果却是：重车比空车先到！

问题出在哪里？关键是不能把车辆看成质点。必须考虑车轮的滚动。下面利用功能关系来分析这个问题。

设车辆是轴数 $N=4$ 的四轴车，每个轴有一个质量为 m_1 的轮对（车轴连同左、右两个车轮叫做一个轮对），车轮的半径为 R，轮对绕车轴轴线的回旋半径为 ρ（即轮对绕轴的转动惯量为 $J = m_1\rho^2$）。又设车辆的总质量（包括轮对及货

物的质量在内）为 m，阻力系数为 μ。

当车辆以速度 v 前进时，它的动能不仅包括整个车辆向前运动的平动动能 $\frac{1}{2}mv^2$，而且包括4个轮对绕轴转动的动能 $N\cdot\frac{1}{2}J\omega^2$，其中 ω 为车轮转动的角速度。因此，车辆的总动能为

$$E_k = \frac{1}{2}mv^2 + N\frac{1}{2}J\omega^2 \tag{3}$$

但

$$v = R\omega, \quad J = m_1\rho^2 \tag{4}$$

将式(4)代入式(3)，即得

$$E_k = \frac{1}{2}m\left(1 + N\frac{m_1}{m}\frac{\rho^2}{R^2}\right)v^2$$

上式可改写为

$$E_k = \frac{1}{2}m(1+\gamma)v^2 \tag{5}$$

其中，γ 叫做车辆的回转质量系数，即

$$\gamma = N\frac{m_1}{m}\left(\frac{\rho}{R}\right)^2 \tag{6}$$

通常把 $m^* = m(1+\gamma)$ 叫做车辆的有效质量。也就是说，在计算动能时，车辆可看成质量等于 m^* 的一个质点。

利用功能原理，得到

$$\frac{1}{2}m(1+\gamma)v^2 - \frac{1}{2}m(1+\gamma)v_0^2 = mgh - \mu mgs$$

因而

$$v^2 = v_0^2 + \frac{2g(h-\mu s)}{1+\gamma} \tag{7}$$

将上式与匀加速直线运动公式 $v^2 = v_0^2 + 2as$ 相比较，可知车辆溜放的加速度为

$$a = \frac{\frac{h}{s} - \mu}{1+\gamma}g \tag{8}$$

对于给定的车辆（不论载货与否），ρ/R 为常数，N 和 m_1 都是恒量，而按式(6)可知，γ 随 m 的增大成反比地减小。由此可见，车辆的质量越大，加速度 a 和末速度 v 也越大。所以重车先到，空车后到。而且所载货物越重，加速度就越大。这是与现场实测情况相符的。从物理意义来看，也容易理解。因为，车辆越重，轮对的转动动能在总动能中所占的比例就越小，因此，对车辆作相等的功时，车辆所得到的平动速度就越大。

式(7)和式(8)也可以改写成

$$v^2 = v_0^2 + 2g^*(h - \mu s) \tag{9}$$

$$a = \left(\frac{h}{s} - \mu\right)g^* \tag{10}$$

其中,

$$g^* = \frac{g}{1+\gamma} \tag{11}$$

叫做“有效重力加速度”。在式(1)和式(2)中,如果把 g 换成 g^*,就可得到式(9)和式(10)。

为了和实测结果比较,表 16-1 给出在铁路站场上对某些货车车辆实测的 g^* 值。

表 16-1 g^* 值

货车质量/t	34	47	70	85
$g^*/(\mathrm{m \cdot s^{-2}})$	9.35	9.47	9.58	9.62

下面,将理论分析与实测结果进行比较。取货车车辆轮对的有关数据如下(这些数据与实际数据大体相符)。轮对质量 $m_1 = 1.2$ t,其中每一车轮质量 $m_a = 450$ kg,车轴质量 $m_b = 300$ kg,车轮直径 $2R = 950$ mm,车轴平均直径 $2R_2 = 180$ mm。

先计算轮对的回旋半径,再求计算车辆的回转质量系数 γ 的公式。

如果把车轮近似地看成匀质圆盘,把车轴近似地看成匀质圆柱体,则轮对的转动惯量为

$$J = m_1\rho^2 = 2 \times \frac{1}{2}m_a R^2 + \frac{1}{2}m_b R_2^2$$

由此即得轮对的回旋半径 ρ 与车轮半径 R 之比为

$$\left(\frac{\rho}{R}\right)^2 = \frac{1}{2m_1}\left(2\,m_a + m_b\frac{R_2^2}{R^2}\right)$$

代入数据,可算得 $(\rho/R)^2 = 0.38$,因而由式(6)得到

$$\gamma = N\frac{m_1}{m} \times 0.38 \tag{12}$$

比值 ρ/R 也可以用如下实验方法测得。把轮对放在一段长为 $l = 12.5$ m、一端比另一端高出 $h = 500$ mm 的钢轨上,用停表测出轮对由静止开始自由地滚到另一端所经历的时间为 $t = 9.4$ s。应用机械能守恒原理可求得 ρ/R。由于

$$m_1 gh = \frac{1}{2}m_1 v^2 + \frac{1}{2}m_1\rho^2\omega^2$$

又 $\omega = v/R$，因而

$$h = \frac{v^2}{2g}\left(1 + \frac{\rho^2}{R^2}\right)$$

将匀加速直线运动公式 $l = \frac{1}{2}vt$ 代入上式，即得

$$h = \frac{2l^2}{gt^2}\left(1 + \frac{\rho^2}{R^2}\right)$$

即

$$(\rho/R)^2 = \frac{ght^2}{2l^2} - 1$$

代入有关数值，可算得 $(\rho/R)^2 = 0.385$，与前面的计算结果基本一致。说明前面的近似计算是合理的。

利用式(12)和式(11)，代入数值 $N = 4$，$m_1 = 1.2$ t 及 $m = 34$ t、47 t、70 t、85 t，可以算出四种不同重量的车辆的 γ 值及 g^* 值，如表 16－2 所列。

表 16－2　不同重量车辆的 γ 值及 g^* 值

货车质量/t	34	47	70	85
γ	0.053 6	0.038 8	0.026 1	0.021 5
g^* 计算值/($m \cdot s^{-2}$)	9.30	9.43	9.55	9.59
g^* 实测值/($m \cdot s^{-2}$)	9.35	9.47	9.58	9.62

可见，理论计算的 g^* 值和实测 g^* 值是相符的。

最后，顺便指出，这里讨论的虽然只是以车辆为实例，但所提出的回转质量系数 γ 和有效质量 m^* 等有关概念、公式，对于回转部件质量较大的汽车、拖拉机、压路机等也是适用的。在这些情况下，把它们看成质点，用质点动力学的有关定律和公式来计算，将导致与实际不相符的结果。

参 考 文 献

[1] 铁道部教材编辑组选编. 机车车辆及列车牵引. 北京：人民铁道出版社，1961

[2] 北方交通大学运输系编著. 铁路站场设计基础(下册). 北京：人民交通出版社，1974

[3] 王福天等译. 铁路车辆动力学. 北京：中国铁道出版社，1986

17 汽车的极限加速度和极限速度

王肇庆

汽车前进的驱动力是后轮与地面的摩擦力，而前轮与地面的摩擦力是汽车前进的阻力。即使忽略前轮与地面的摩擦力，由于后轮与地面的摩擦力是有限的（因为后轮与地面的摩擦系数是确定的，后轮对地面的正压力也是有限的），所以汽车存在着极限加速度。

汽车行驶的动能来自汽车发动机产生的驱动力（汽车的内力）作功，这个功是有限的。可是，当汽车不断加速行驶时，它所受空气阻力的功不断增大，而且车轮与车轮轴间摩擦力的功也不断增大。当汽车所受的内力和外力所作的功之和为零时，汽车的功能就不再增加了，所以汽车存在着极限速度。

一　汽车在平直公路上行驶时的极限加速度

为便于计算，忽略汽车行驶时所受的空气阻力、车轮与车轮轴间的摩擦力及车前轮与地面的摩擦阻力。这样，汽车受力（见图 12－2）共 4 个：重力 $m\boldsymbol{g}$，作用于汽车的质心 C 处；后轮及前轮处地面的支持力 $\boldsymbol{F}_{N1}$ 和 $\boldsymbol{F}_{N2}$，方向垂直于地面向上；地面给后轮的摩擦力 $\boldsymbol{F}_{f1}$，方向沿地面向前（因汽车发动机使后轮顺时针转动）。地面给前轮的摩擦力忽略不计。汽车前后轮相距 $2l$，质心 C 与前后轮等距。质心 C 离地面的高度为 h。由牛顿定律、质心运动定律及过质心轴的转动定律，得

$$F_{N1} + F_{N2} = mg \tag{1}$$

$$F_{f1} = ma_C \tag{2}$$

$$F_{N2}l + F_{f1}h - F_{N1}l = 0 \tag{3}$$

$$F_{f1} \leqslant \mu_s F_{N1} \tag{4}$$

上式中，μ_s 为车轮与路面的静摩擦系数。联立求解上面 4 式，得汽车的加速度 a_C 满足

$$a_C \leqslant \frac{\mu_s l}{2l - \mu_s h} g \tag{5}$$

若 $l = 1.50$ m，$h = 0.60$ m，$\mu_s = 0.50$（橡胶轮胎与水泥路面的摩擦系数），由式(5)求得汽车的极限加速度为

$$a_C = 2.72 \ \mathrm{m \cdot s^{-2}}$$

由式(5)可知，当车轮与路面的摩擦系数 μ_s 增大时，汽车的极限加速度增大。而对于给定的 μ_s，给定汽车的极限加速度是确定的，这时若汽车发动机发挥更大的功率，只能导致车轮打滑。

二　汽车的极限速度

若汽车的质量为 m，其中每个车轮的质量为 m'，车轮半径为 R，车轮对车轮轴的回旋半径为 ρ。每个车轮与车轮轴间的摩擦力矩为 M'，汽车发动机作用于后轮的驱动力矩为 M。汽车行驶时所受空气阻力与汽车速度的平方成正比，略去前轮与地面的摩擦力。当汽车沿平直公路行驶时，重力及地面对前后轮的支持力均不作功。所以，汽车行驶 Δs 距离时，汽车所受内力与外力作功分别为

后轮驱动力矩的功　$M\Delta s/R$

空气阻力的功　$-\mu v^2 \Delta s$　（μ 为阻力系数）

4 个车轮与车轮轴间摩擦力矩的功　$4M'\Delta s/R$

汽车的动能为车身与 4 个车轮的平动动能及 4 个车轮的转动动能之和，即

$$E_k = \frac{1}{2}mv^2 + 4 \times \left(\frac{1}{2}m'\rho^2\omega^2\right) = \frac{1}{2}m(1+\gamma)v^2 = \frac{1}{2}m^* v^2$$

式中，$m^* = m(1+\gamma)$ 称为汽车的有效质量，γ 称为汽车的回转质量系数。由上式知，$\gamma = 4m'\rho^2/(mR^2)$。

若汽车由静止开始行驶，由动能定理有

$$\frac{1}{2}m^* v^2 = M\frac{\Delta s}{R} - \mu v^2 \Delta s - 4M'\frac{\Delta s}{R}$$

考虑到 $v^2 = 2a\Delta s$，从上式解得

$$a = \frac{M - 4M' - \mu R v^2}{m^* R}$$

令 $a = 0$，便得到汽车的极限速度为

$$v_m = \sqrt{\frac{M - 4M'}{\mu R}}$$

当汽车以极限速度 v_m 运动时，汽车所受内力及外力作功之和为零，即来源于发动机的驱动力矩作功通过空气阻力及车轮与车轮轴的摩擦全转化为热了，因而汽车的动能不再增加了。由上式可见，空气阻力的阻力系数 μ 越小，极限速度 v_m 越大。

18 同步卫星的发射

谈漱梅

目前已有许多同步卫星在赤道上空运行，担负着全球的通讯、电视转播等任务。我国第一颗地球同步卫星“东方红”2 号是一颗试验通讯卫星，于 1984 年 4 月 8 日用“长征”3 号火箭发射，4 月 16 日定点在东经 125°赤道上空。本文将简述同步卫星的发射过程及有关的物理原理。

一 同步卫星的轨道

当卫星绕地心旋转，与地球自转的角速度相同时，它与地球同步旋转，故称同步卫星。在地球上的观察者看来，卫星是静止不动的，所以又叫静止卫星。卫星旋转的角速度

$$\omega = \frac{2\pi}{T} = \frac{2\pi}{24 \times 60 \times 60}\ \mathrm{rad \cdot s^{-1}} = 7.27 \times 10^{-5}\ \mathrm{rad \cdot s^{-1}}$$

卫星所受地球的万有引力等于卫星运转所需的向心力，卫星的运动轨道可看成是以地心为圆心，半径为 r 的圆，称为同步轨道。若卫星的质量为 m，地球的质量为 m_e，引力常量为 G，由

$$\frac{Gm_e m}{r^2} = mr\omega^2$$

得

$$r = \sqrt[3]{\frac{Gm_e}{\omega^2}} = 4.22 \times 10^4\ \mathrm{km}$$

与卫星的质量无关。地球的半径约为 $R_e = 6\ 370$ km，故卫星离开地面的高度

$$h = r - R_e = 35\ 830\ \mathrm{km}$$

卫星运转的速度

$$v = r\omega = 3.07\ \mathrm{km \cdot s^{-1}}$$

二 同步卫星的发射过程

发射同步卫星时，总是先使它经过若干中间轨道，然后才进入同步轨道。

目前发射的同步卫星一般用一个中间轨道,也有用两个或三个中间轨道的。

用一个中间轨道的同步卫星的发射过程大致分三个阶段。如图 18－1 所示,第一阶段:用一、二级运载火箭将三级火箭和卫星的组合体送入高度为 200～400 km 的近地轨道,称为停泊轨道。由于受发射场所在处地理纬度的限制,停泊轨道的倾角(轨道平面与地球赤道平面间的夹角)一般都不是零度。第二阶段:卫星在停泊轨道上作惯性飞行,飞经赤道上空时,第三级火箭点火,使卫星沿飞行方向加速,熄火后,卫星与三级火箭脱离,进入一个大椭圆轨道,这就是转移轨道,又叫霍曼轨道。这个轨道的近地点高度与入轨点相同,远地点与同步轨道相交,高度为 35 830 km。近地点和远地点都位于赤道上空。转移轨道与停泊轨道在同一平面内。第三阶段:卫星在转移轨道上运行几周后,当它再经过远地点时,航天测控站发出遥控指令,使卫星发动机点火,向卫星施加具有特定方向和大小的推力,用以改变卫星飞行的方向和速度,使卫星运行的轨道平面转到赤道平面内,并使卫星的速度等于 3.07 $km \cdot s^{-1}$。

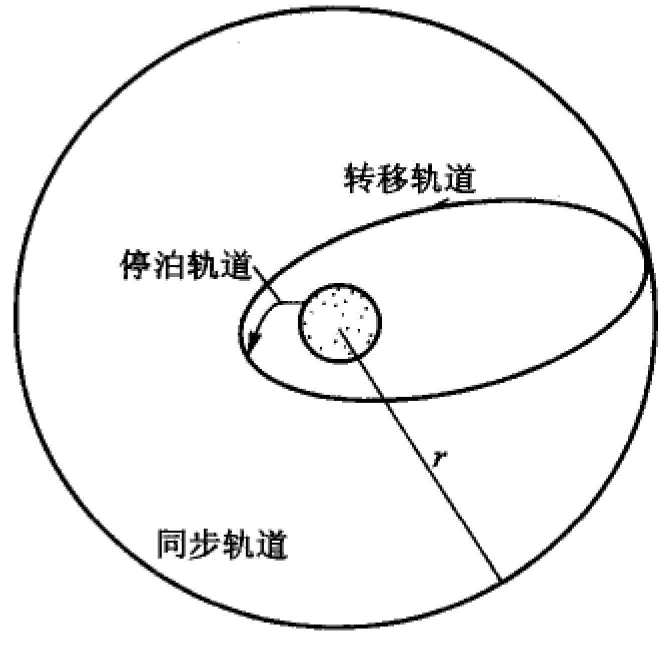


图 18－1

卫星定点的条件是:(1) 卫星运转的周期与地球自转周期相同;(2) 卫星运转的轨道为圆;(3) 轨道平面的倾角为零。

图 18－1 所示是以地球为参考系同步卫星发射过程中所经历的轨道,图 18－2 所示是以太阳为参考系同步卫星的发射轨道。

三　二次启动

为什么第三级火箭与第一、二级火箭要分两次启动呢?这是因为火箭只启动一次,不能把卫星送上围绕地球运行的轨道。如图 18－3 所示,设火箭垂直向上发射,如发射速度 v_0 不够大,则在引力作用下卫星将返回地面;如速度很大

达到第二宇宙速度，则将摆脱地球引力，进入太空，再也不会返回到地球上。如果火箭斜向发射，只要总能量 $E = E_p + E_k < 0$（引力势能 E_p 为负），它的飞行路线就是椭圆（理论力学可以证明）。且地心在椭圆的一个焦点上。椭圆轨道对于地心是对称的，而发射点在地面，该椭圆也必定与地面相交，火箭将沿椭圆轨道升到最高点 C，然后飞向地面落在 D 点。所以，为了使火箭能进入围绕地球运行的轨道，必须有第二次启动，以改变火箭运行速度的大小和方向，使之进入一个新的椭圆轨道——转移轨道。

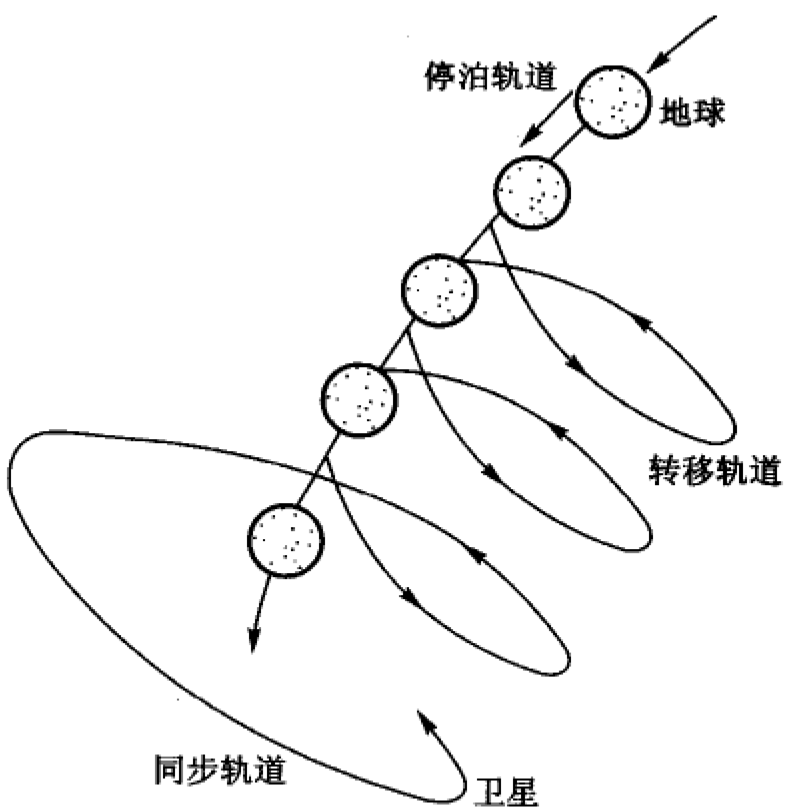


图 18－2

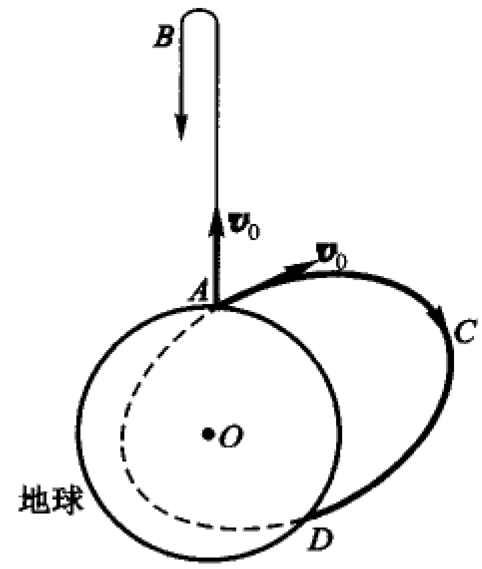


图 18－3

四 利用转移轨道可以节省发射能量

为什么不在火箭发动机第二次启动时就把卫星推向同步轨道，还要一个中间的转移轨道呢？这是因为同步卫星的发射和定点在所有卫星发射中是技术最复杂，要求最高的。由于卫星在转移轨道上运行的时间较长，这样就可以由地面测控中心对它跟踪测控，调整姿态和转速，然后在远地点发动机再点火，把卫星送入准静止轨道，卫星在准静止轨道上漂移，最后再对卫星进行遥制调整，卫星才能定点于预定位置。

现在撇开技术上的原因，仅从物理学的角度看，利用转移轨道可以节省发射能量。假如不用转移轨道，火箭一次启动就把卫星送到离地面 $h = 35\ 830$ km 的高空，如图 18－4 所示。显然，卫星送达的高度越高，由地面发射的速度就越大，而且，火箭必须在 AB 段加速，这时要克服地球引力，必须增加火箭发动机的

推力,由于火箭发动机的推力 $F = u\frac{dm}{dt}$,其中,u 是排出气体的速率,$\frac{dm}{dt}$是气体排出率,无论增加哪一项,都需多消耗发射能量。而利用转移轨道,火箭第一次启动只需把卫星送入高度为 200 ~ 400 km 的近地轨道,第二次在 C 点加速,加速度的方向与地球引力垂直,不需克服地球引力,显然后者的发射能量小于前者。

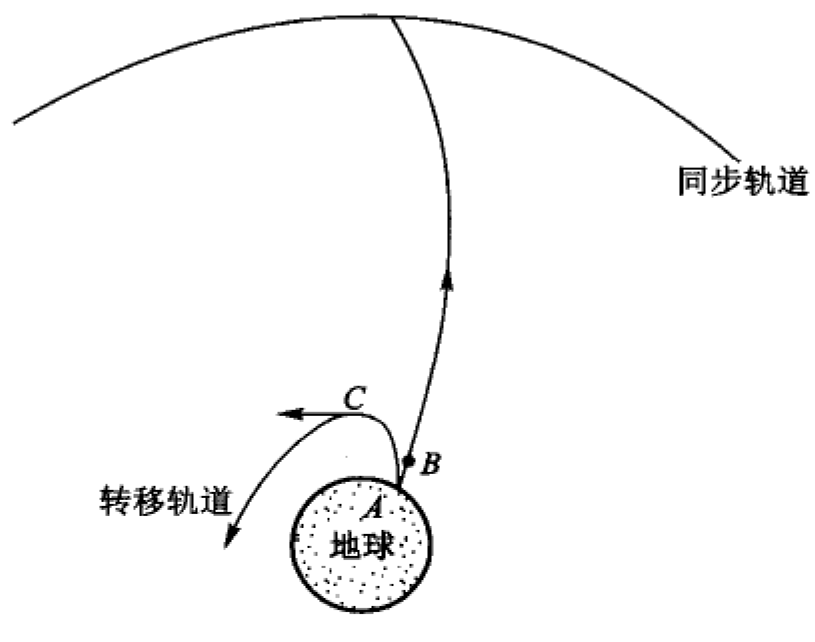


图 18 - 4

参 考 文 献

[1] 中国大百科全书(航空、航天卷). 北京:中国大百科全书出版社,1985

19 洲际导弹的射程

张　莹

洲际导弹飞行很远，研究其射程时不能再将地面看作平面。本文将说明，考虑地面是球面，对抛射体运动稍作修改，就可得到一个很好的估算洲际导弹射程的近似方法，这种方法与用较精确的计算结果相比，误差仅约为 7%。

普通物理学中抛射体运动的方程式为

$$x = (v_0\cos\theta)t,\quad y = (v_0\sin\theta)t - \frac{1}{2}gt^2 \tag{1}$$

这里，v_0 是初速度，θ 为初速度的仰角，y 的方向铅直向上，而 x 是与它垂直的一个固定方向的坐标。

为了进行简单估算，把洲际导弹的运动近似地看成是绕地球中心的匀速圆周运动与垂直于地球表面的上抛运动的叠加，把前者看成是“水平”方向（“x 方向”）的匀速运动，后者看成铅直方向（“y 方向”）的匀变速运动。

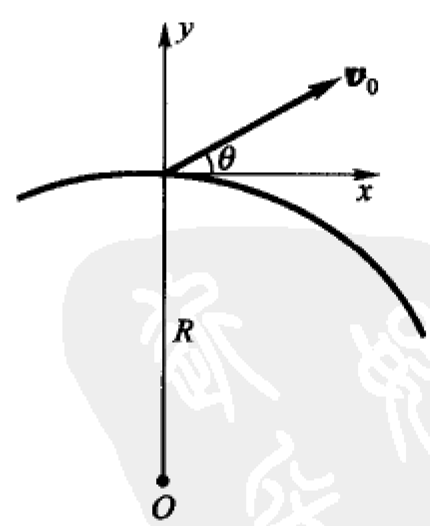


图 19－1

如图 19－1 所示，洲际导弹绕地心 O 的匀速圆周运动的半径可近似认为是地球半径 R，故这一运动的向心加速度为$\dfrac{v_0^2\cos^2\theta}{R}$。

两种运动叠加后，导弹在 y 方向的加速度为

$$-g^* = -\left(g - \frac{v_0^2\cos^2\theta}{R}\right)$$

上式表明，重力加速度 g 扣除维持“水平”运动的向心加速度，才是导弹在铅直方向的有效加速度 g^*。

在式(1)中以 g^* 代替 g，有

$$x = (v_0\cos\theta)t,\quad y = (v_0\sin\theta)t - \frac{1}{2}\left(g - \frac{v_0^2\cos^2\theta}{R}\right)t^2 \tag{2}$$

事实上，式(2)只是将式(1)中的 g 减去一个修正项，这个修正项表示，由于“水平”方向运动是满足圆周运动规律的，因此，重力 mg 中就有一部分分配给了向心力，从而使 y 方向的重力表观上减弱为 $m\left(g-\frac{v^2\cos^2\theta}{R}\right)$。由普通物理知，抛射体的最大高度及水平射程分别为

$$H=\frac{v_0^2\sin^2\theta}{2g}\qquad s=\frac{v_0^2\sin 2\theta}{g}$$

在上面两式中以 g^* 代替 g，可得导弹飞行的最大高度及“水平”射程分别为

$$H=\frac{v_0^2\sin^2\theta}{2g(1-c^2\cos^2\theta)}\qquad s=\frac{v_0^2\sin 2\theta}{g(1-c^2\cos^2\theta)}$$

式中，$c=v_0/\sqrt{gR}$，表示导弹的初速度大小 v_0 与第一宇宙速度 $\sqrt{gR}$ 之比。显然，$c<1$。这里 s 是导弹发射点与落地点之间的大圆弧的弧长，如图 19－2 所示。令 $\frac{ds}{d\theta}=0$，可得，当

$$\beta=\arctan\sqrt{1-c^2}$$

时，导弹的最大射程为

$$s_m=\frac{c^2R}{\sqrt{1-c^2}}$$

上述最大射程也可用如图 19－2 所示的大圆弧所张的圆心角的最大值 β_m 来表示，有

$$\beta_m=\frac{c^2}{\sqrt{1-c^2}}\tag{3}$$

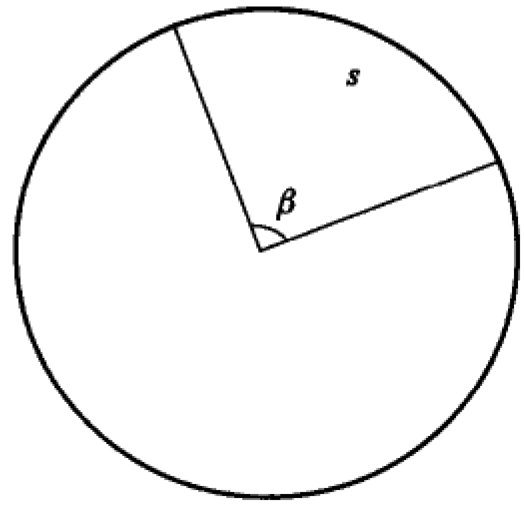


图 19－2

如果求解有心力的开普勒问题，可得最大射程为

$$\tan\frac{\beta_m}{2}=\frac{1}{2}\frac{c^2}{\sqrt{1-c^2}}\tag{4}$$

由式(4)可见，当 β_m 较小时，$\tan\frac{\beta_m}{2}\approx\frac{\beta_m}{2}$，式(3)与式(4)基本相符。所以，可认为式(3)的近似计算，仍具有较理想的可用性。例如，对于 $c=0.85$ 的情形，由式(3)所得的各种射程与公式(4)相比较，其平均误差小于 7%。

参考文献

[1] Ralph Snyder. Approximation for the range of ballistic missiles. American Journal of Physics, 1987, 55(5): 432～437

20 重力勘探

林润生

利用地球表面重力的局部异常，确定或寻找矿床的方法，称为重力勘探。重力勘探的主要理论依据是牛顿的万有引力定律。设两个质点的质量分别为 m_1 和 m_2，由 m_1 指向 m_2 的径矢为 $\boldsymbol{r}$，引力常量用 G 表示，在质点 m_1 产生的引力场中，质点 m_2 所受的万有引力为

$$\boldsymbol{F} = -G\frac{m_1 m_2}{r^3}\boldsymbol{r} \tag{1}$$

而单位质量物体所受的引力为引力场强，用 $\boldsymbol{g}$ 来表示，

$$\boldsymbol{g} = \boldsymbol{F}/m_2 = -G\frac{m_1}{r^3}\boldsymbol{r} \tag{2}$$

如果 m_1 不是一个质点，而是一个密度为 ρ、体积为 V 的有限大小的物体，则上式应变成

$$\boldsymbol{g} = -G\int_V \frac{\rho\,\boldsymbol{r}}{r^3}\mathrm{d}V \tag{3}$$

这时，$\boldsymbol{g}$ 在 x、y、z 方向上的三个分量分别为

$$g_x = -G\int_V \frac{\rho(x-\xi)}{r^3}\mathrm{d}V \tag{4a}$$

$$g_y = -G\int_V \frac{\rho(y-\eta)}{r^3}\mathrm{d}V \tag{4b}$$

$$g_z = -G\int_V \frac{\rho(z-\zeta)}{r^3}\mathrm{d}V \tag{4c}$$

式中，ξ、η、ζ 分别为质点 m 所在处点 P 的 x、y、z 方向的坐标。

我们知道，地面物体所受的重力，其主要成分就是地球对物体的万有引力，重力加速度 g 就是地球引力场强的铅直分量 g_z。如图 20－1 所示，若地壳某处有一矿床，矿体密度与周围岩石（简称围岩）密度之差，称为矿体的相对密度，用

ρ'表示。正是这个相对密度ρ'，产生了地表各处的重力异常现象。在重力勘探中，可以用引力场强的分量式(4c)来计算矿体在地表各点引起的重力异常值

$$\Delta g = -G\int_V \frac{\rho'(z-\zeta)}{r^3}\mathrm{d}V \tag{5}$$

如果矿体的密度大于围岩的密度，$\rho'>0$，Δg为正增量；如果矿体的密度小于围岩的密度，$\rho'<0$，Δg为负值。

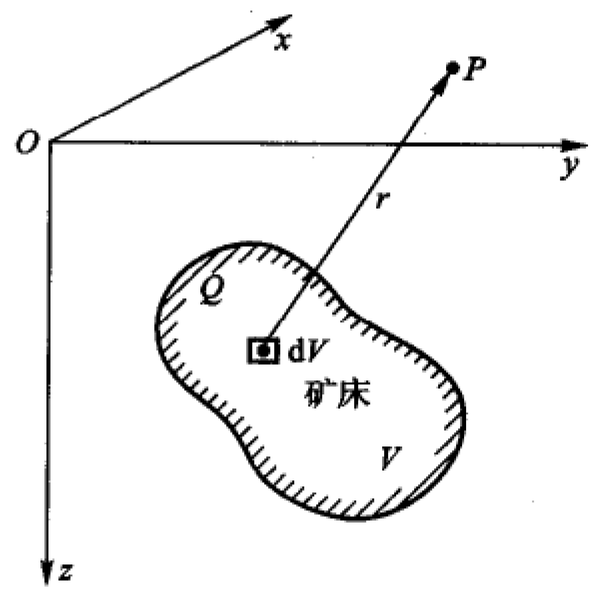


图 20－1

另外，在地球物理勘探中，用重力法可以单值地确定矿床的全部质量，而不论其几何分布如何。这在金属矿普查中对估量矿石储量特别有效。根据高斯定理，在矿床盈余质量m'(矿体相对密度ρ'乘以矿体的体积V)的引力场中，通过包围矿体的任意封闭曲面的引力场强度的通量应为

$$\oint_S \boldsymbol{g}\cdot\mathrm{d}\boldsymbol{S} = 4\pi Gm' \tag{6}$$

式中略去了负号。假定矿体被平面$z=0$和半球面S'所包围，如图20－2所示。则上式通量的积分可以分成两个部分，有

$$\int_{z=0} g_n\mathrm{d}S + \int_{S'} g_n\mathrm{d}S = 4\pi Gm' \tag{7}$$

为了计算上式左端第二项积分，可以使球面半径R增大到在S'面上能够将整个矿体看成一个质点的程度，这时$|\boldsymbol{R}-\boldsymbol{r}|\approx|\boldsymbol{R}|$，于是

$$\int_{S'} g_n\mathrm{d}S = G\frac{m'}{R^2}\int_{S'}\mathrm{d}S = 2\pi Gm'$$

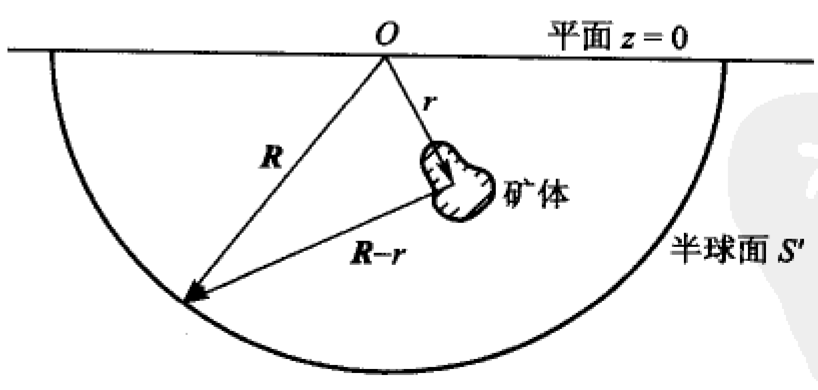


图 20－2

代入式(7)有

$$\int_{z=0} g_n\mathrm{d}S = 2\pi Gm'$$

得

$$m' = \frac{1}{2\pi G}\int_{z=0} g_n \mathrm{d}S \tag{8}$$

在 $z=0$ 平面（地平面）上，g_n 就是盈余质量 m'所引起的重力异常值 Δg，于是有

$$m' = \frac{1}{2\pi G}\int_{z=0} \Delta g \mathrm{d}S \tag{9}$$

由上式算出矿体的盈余质量以后，通过矿体的密度和围岩的密度，很容易算出整个矿体的总储量。在实际勘探工作中，盈余质量 m^* 一般不用积分方法运算，因而也无须测出重力加速度异常值 $\Delta g(x,y)$ 的函数形式。而是将地平面 $z=0$ 划成许多适当大小的面积元 $\Delta S=\Delta x\Delta y$，测出每个面元上重力加速度的平均异常值 $\Delta\bar{g}$，然后用求和的方法计算盈余质量

$$m^* = \frac{1}{2\pi G}\sum \Delta \bar{g}_i \Delta S_i$$

参 考 文 献

[1]　薛琴访编著. 场论. 北京：地质出版社，1978. 24

21 浮子流量计

张 莹

医用氧气瓶常使用浮子流量计，用以显示流量（单位为 $L \cdot min^{-1}$），使通过此流量计的氧气进入一个水瓶内冒泡上升，并使氧气湿化从而呼吸时不至于太干燥。如图 21－1 所示，浮子流量计由两根同轴的玻管组成，其中内管上粗下细，上端不封顶，由一根弹簧固定在外管上。浮子置于内管中。当氧气由内管下端从高压氧气瓶导入，冲击浮子上浮，经由浮子与管壁间的空隙上升至顶端，再由此处流向外管，向下而至湿化瓶。

内管的半径是随高度而改变的，若其高度用 h 表示，则该管的半径 r 可表示为

$$r = r_0 + kh \tag{1}$$

式中，k 为一甚小的系数，r_0 是内管最下端处的半径，并且$\frac{kh}{r_0} \ll 1$。浮子为一质量为 m 的锥形铝制品，其平顶部分的半径即为 r_0。当氧气流入后，冲击浮子上浮，这个冲击力相当于浮子在不动的气体中运动时的阻力，因此

$$F = \alpha v \tag{2}$$

式中，F 为阻力，v 为浮子相对于气体的速度，即浮子与玻管壁空隙间的气体速度，α 为阻力系数，它与截面积及浮子形状等有关。设浮子质量为 m，由平衡条件，得

$$mg = \alpha v \tag{3}$$

而流量 Q 为单位时间内通过此空隙而越过浮子的氧气量。因此，有

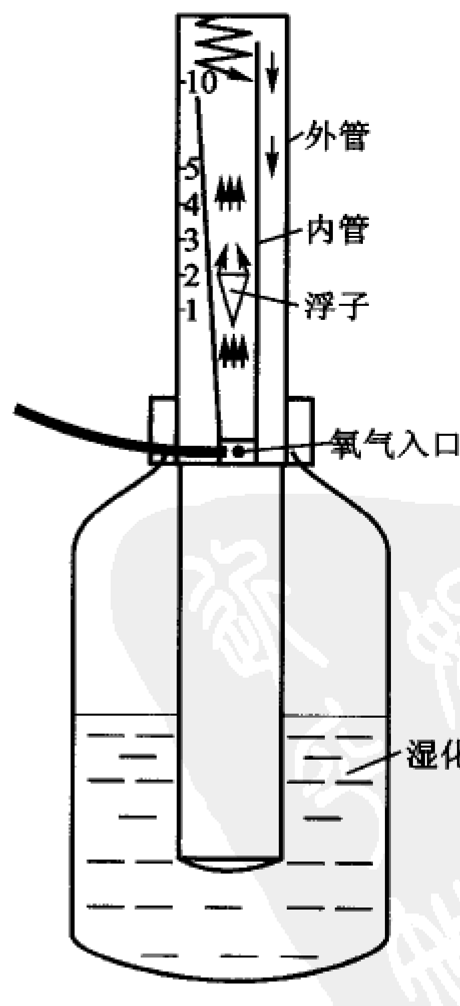


图 21－1

$$Q = \pi(r^2 - r_0^2)v \tag{4}$$

将式(1)代入式(4),并略去微小项 k^2h^2,再与式(3)联立,即得

$$Q = \frac{\pi mg}{\alpha}(r^2 - r_0^2)$$

$$= \frac{2\pi mg}{\alpha}kr_0h \tag{5}$$

式中,m、g、α、k 和 r_0 均为常量,所以 Q 的数值与 h 呈线性关系,这就是浮子流量计的基本原理。

当氧气通过浮子流量计时,浮子不停地转动,这种转动好像枪弹经来复线出膛以后的旋转一样,有利于它的稳定性。

参 考 文 献

[1] 徐叔云,卞如濂,陈修主编. 药理实验方法学. 北京:人民卫生出版社,1985. 650

PDG

22 孔板和流量测定

梁婉珠

大中型炼铁厂中，高炉、焦炉煤气及高压蒸汽的输送都用大口径的管道，管道直径有的可达 1 m 以上。这些管道中气体流量的测定一般都采用孔板（或喷嘴）测量压力差，再测出流量。这种测量方式的基本原理是理想流体动力学的基本规律——伯努利方程。

孔板是一种节流装置。形状如图 22－1 所示。D 和 d 分别为管道直径和孔板开孔直径；A_A 和 A_B 则分别为管道横截面积和孔的横截面积；ρ 为被测气体密度。对于流管上的 A、B 二点，由伯努利方程，有

$$p_A + \frac{1}{2}\rho v_A^2 + \rho g h_A = p_B + \frac{1}{2}\rho v_B^2 + \rho g h_B \tag{1}$$

因 A、B 两点在同一水平面上，故 $h_A = h_B$。又由于流线是彼此平行的，截面上各处流速相等。由理想流体连续性原理，有

$$v_A A_A = v_B A_B \tag{2}$$

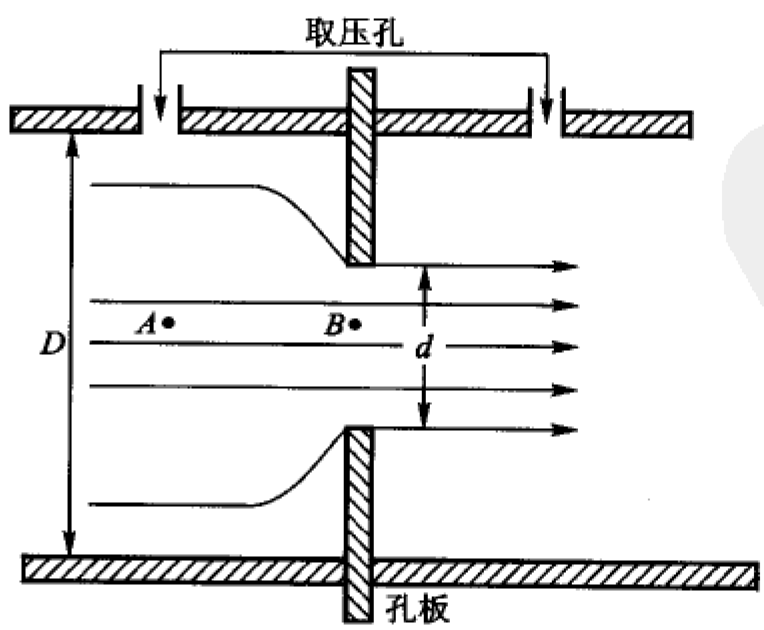


图 22－1

PDG

将式(2)代入式(1)可得

$$2(p_A - p_B) = \rho v_B^2\left[1 - \left(\frac{A_B}{A_A}\right)^2\right]$$

令 $\frac{d}{D}=\beta$,则$\frac{A_B}{A_A}=\beta^2$。A、B 两点的压力差 $\Delta p = p_A - p_B$ 由上式可得

$$v_B^2 = \frac{2\Delta p}{\rho(1-\beta^4)} \tag{3}$$

只要测得压力差 Δp,由式(3)便可求得开孔处流体的速度 v_B,进而可求得流量(单位时间流过的体积)

$$q_V = v_B A_B$$

例如,梅山冶金公司往南京市输送煤气的管道内径 D 为 0.616 m,计量用的孔板直径 d 为 0.263 m,城市煤气密度(干)为 0.841 kg · m^{-3},将煤气视为理想气体(由于煤气压力仅 1.666×10^5 Pa,故可忽略它的可压缩性)。按压差 $\Delta p =$ 2 753.8 Pa计算,则由式(3)可得煤气流量 q_V 为

$$q_V = v_B A_B = A_B\sqrt{\frac{2\Delta p}{\rho(1-\beta^4)}} = \frac{\pi d^2}{4\sqrt{1-\beta^4}}\sqrt{\frac{2\Delta p}{\rho}} \tag{4}$$

每小时流量为

$$Q_V = 3\,600 q_V = 3\,600 \times \frac{3.14\times(0.263)^2}{4\sqrt{1-\left(\frac{0.263}{0.616}\right)^4}} \times \sqrt{\frac{2\times2\,753.8}{0.841}}\ \mathrm{m^3\cdot h^{-1}}$$

$$= 1.60\times10^4\ \mathrm{m^3\cdot h^{-1}}$$

而按计量局检定规程公式计算可得 1.50×10^4 m^3 · h^{-1},两者有 7% 的误差,这一方面是由于气体有一定的粘滞性(不同流速时气体的雷诺数不一样);另一方面是管道有一定的粗糙性;孔板前后亦有一定的压差阻力。但最主要的是流体在开孔处情况较复杂,孔口处各点流速不是平行的,而是流过孔口一段距离后才平行。图 22-2 是夸张些的画法,所以取压孔的位置是有规定的。流线互相平行了,流体在垂直于流线方向才没有加速度。所以速度 v_B 的截面应取 A'_B。而不是 A_B。

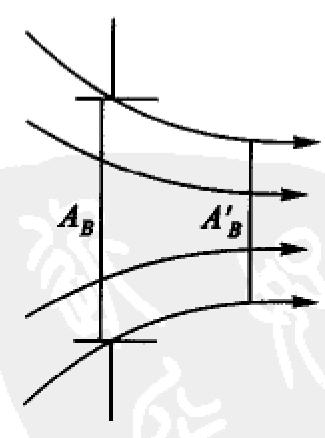


图 22-2

参考文献

[1] 国家计量局法规处编. 国家计量检定规程汇编(流量). 北京:中国计量出版社,1988

23 喷 雾 器

汪 兰

当今社会中，喷雾器是一种日常用品。其中，传统的手扣式简易喷雾器我们用得较多，而目前在欧美国家正流行着另一种结构较为复杂的喷雾器，它具有自动化的特点，也称为 AIR FRESHER。下面将分别对上述两种喷雾器的物理原理作一论述。

手扣式喷雾器的原理示意图见图 23－1。其主要物理原理是来自流体力学中的伯努利方程。我们知道，液体和气体都称为流体，它与固体的区别在于易变形，易流动性。流体的流动无处不在，如江河水的流动，人体血液循环系统中的血液流动，呼吸系统中的气体流动等。理想的流体的运动规律满足伯努利方程，根据伯努利方程，可以制成流量计、喷雾器等，用伯努利方程也可以解释飞机机翼的升力。

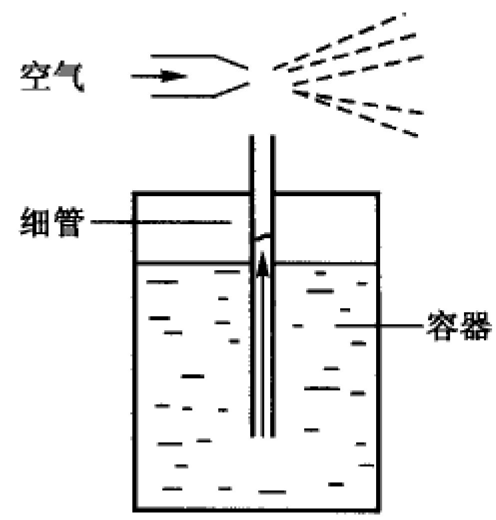


图 23－1 喷雾器原理图

1738 年，瑞士科学家伯努利（D. Bernoulli）导出了如下理想流体运动的基本规律，后来被称为伯努利方程：

$$\rho\frac{v^2}{2}+p+\rho gh=\text{常量} \tag{1}$$

式中 ρ 为流体密度，v 为流速，p 为压强，h 为高度，g 为重力加速度。

在同一高度上，或在流体中高度差效应不显著的情况下，流体的流速与压强关系变为：

$$\rho\frac{v^2}{2}+p+\rho gh=\text{常量} \tag{2}$$

飞机为什么能在天上飞？主要因为当飞机在飞行时，机翼的形状使上部空

气流速比下部快，所以上部压强比下部压强小，产生从下向上的压力，当此压力与飞机的重力相等时，就可以保证飞机稳定的飞行，如图 23－2 所示。

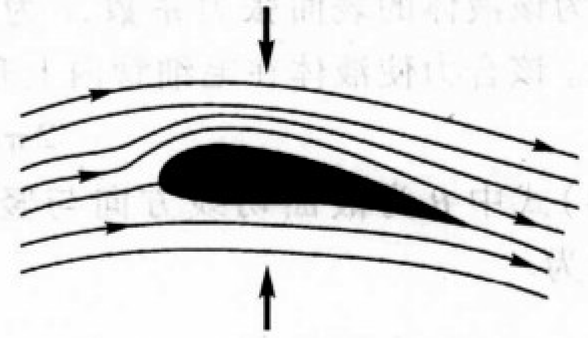


图 23－2 环绕机翼的气流

在桌面上平放硬币，并沿硬币表面吹气时，气流通过硬币上部，由于硬币下面空气的流速（为零）小于硬币上面的流速，使硬币产生上升的动力而使硬币飞起来。

普通喷雾器的工作原理也大体如此。喷雾器的瓶中装有液体，液体之所以能沿着细管从喷嘴中射出是因为喷嘴上有一压杆，其一端连着手柄，另一端通到细管顶端。当手用力迅速按下手柄时，细管口附近的空气将被挤压而产生较大流速，此处会产生短时气压下降现象，细管中的低压和外界的气压差使瓶中的液体从细管中射出，完成喷雾作用。这种喷雾器结构简单，适用于一些日常生活。但是，它不能连续工作，需要人不断去控制它。而另一种喷雾器则具有自动化的优点，但其原理则完全不同。

图 23－3 是该种新型喷雾器的示意图，各部分结构见图中所示。其工作过程是这样的：瓶中装有液体，液体顺着吸液芯到达瓶口，瓶口上装有一带有很多小孔的薄金属片，金属片上粘着一圈压电陶瓷。当接通交流信号源时，液体会从金属片上射出，并成雾状，完成喷雾作用。这种喷雾器运用到的物理原理有：液体的表面张力、激光的作用、压电陶瓷的压电特性。下面分别作一解释：在流体力学中，将细管插入湿润液体或不湿润液体中，液体会沿着壁管上升或下降的现象称为毛细现象，所用的管称为毛细管。毛细现象与液体表面张力关系甚为密切。图 23－4 所示为浸润液体在毛细管中的上升情况。液体在毛细管中上升高度为 h，且液面为凹面，其表面张力的合力为

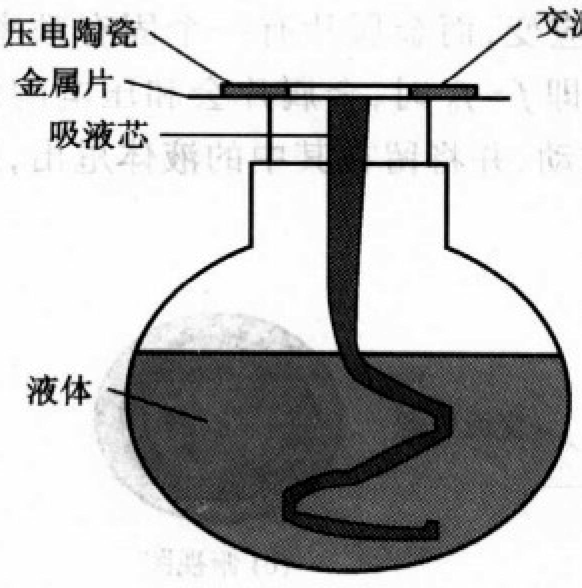


图 23－3 新型喷雾器

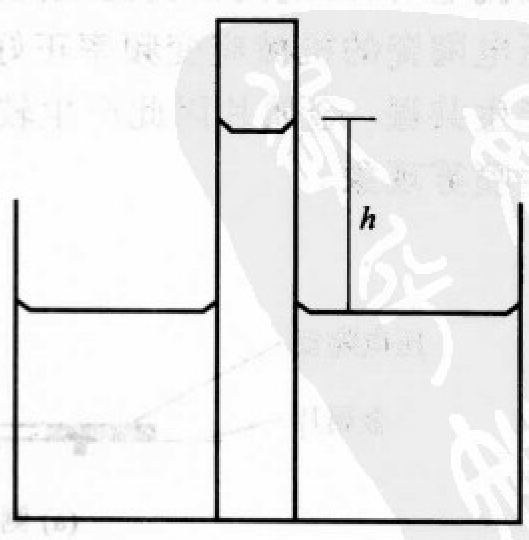


图 23－4 毛细现象

$$F = 2\pi r\alpha \tag{3}$$

α 为该液体的表面张力系数，r 为毛细管的半径，表面张力方向沿液面切线方向。该合力使液体在毛细管内上升至高度 h 时静止不动。用等式表达为：

$$2\pi r\alpha\cos\theta = \rho g\pi r^2 h \tag{4}$$

(4)式中 θ 为液面切线方向与竖直方向之间的夹角。由(4)式可得，上升高度为

$$h = \frac{2\alpha}{r\rho g}\cos\theta \tag{5}$$

对 20 ℃的液体水在毛细管内上升的高度，可以用下式计算：

$$h_{水} = \frac{29.8}{d}\text{mm} \quad (d \text{ 为管直径})$$

可见，管内径越小，液体在管中上升的高度越高。上述的喷雾器中，吸液芯就采用了毛细现象原理，它所用到的材料可以是棉线或其他能形成显著毛细现象的人造纤维。此外，为了能让液体到达金属片并可以喷出，金属片上用激光打出很多极细的小孔，这些极细的小孔也足以让液体通过毛细现象到达金属片的上表层。为什么要用激光来打孔呢？这是因为激光有四大特性：单色性好、方向性好、相干性好、能量集中。这些特性使得激光能打出极细（$d \leqslant 10^{-3}$ μm 数量级）、均匀的小孔。从这样细的小孔中喷出的水才有可能是雾状的。

那么，在金属片中的液体又是如何喷出的呢？原来，这里还用到了压电陶瓷的压电特性。我们知道，固体的压电性就是由施加的应力产生额外电荷的能力，这是正压电效应。还有一个逆效应，即施加电场 E 成比例的产生机械应变。机械应变的情况完全取决于所施加的电场。因此，如果我们给压电陶瓷加上周期性的交流信号，压电陶瓷的机械应变就作相应变化。

如图 23－5 所示，环状压电陶瓷贴在金属片上，当给压电陶瓷加一定频率 f 的交流电时，压电陶瓷会出现同频率的机械应变，而金属片有一个固有频率 f_0，当压电陶瓷的机械应变频率正好等于 f_0 时，即 $f = f_0$ 时，金属片会和压电陶瓷一起产生共振。金属片因此产生较大幅度的振动，并将留在其中的液体甩出，从而产生喷雾现象。

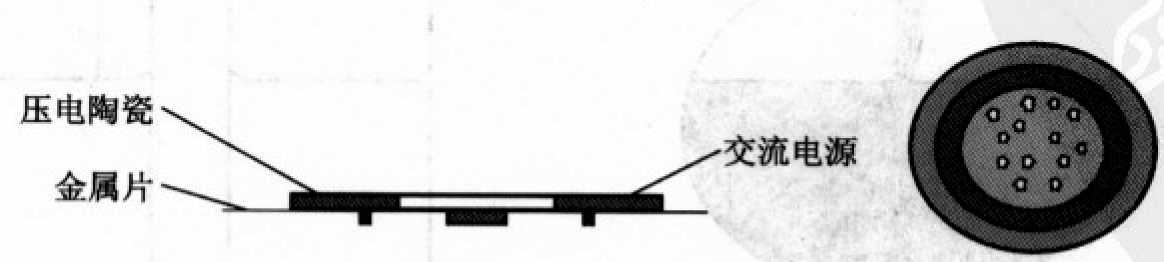


图 23－5 喷雾器的顶部结构

由于金属片的振动是受电源控制,所以这种喷雾器可实现喷雾自动化,非常方便实用。

综上可见,这两种喷雾器各自采用了不同的物理原理而达到类似的目的,可谓殊途同归。而在生活中究竟选择哪种取决于不同的需要。随着知识的进步,还会出现更多种类的产品,但无论哪一种,终究离不开物理原理的应用。

24 旋转空管法测液体黏度

张雅雯

在生产过程中，为确保产品质量需要在生产线上随时检测产品的各种性质。如果待测物质是液体，那么常需检测液体的黏度。在连续生产中测定液体的黏度常选用旋转空管法。在旋转空管装置中有两个共轴且长度相同的外圆筒和内圆管。其结构横截面如图 24－1 所示。其中外圆筒的内径为 R_3，内圆管外径为 R_2、内径为 R_1。内圆管用金属丝悬挂。使用时，整个装置浸入待测的液体中，外圆筒与内圆管之间及内圆管里都充有待测液体，且外圆筒在驱动装置作用下匀速转动，转速一般为 60～80 $r \cdot min^{-1}$。

设浸入液体的深度为 l。只要筒、管之间液体转速不同，就会形成分层流动，产生的粘滞力为

$$F_v = \eta A \left| \frac{dv}{dn} \right| \tag{1}$$

式中，A 为流层间接触面积，$\frac{dv}{dn}$为流体沿流层法线方向的速度梯度，η 为液体的黏度。当外圆筒作匀速旋转时，筒侧面与管之间的液体，在截面上的流线是一系列同心圆，如图 24－2 所示。

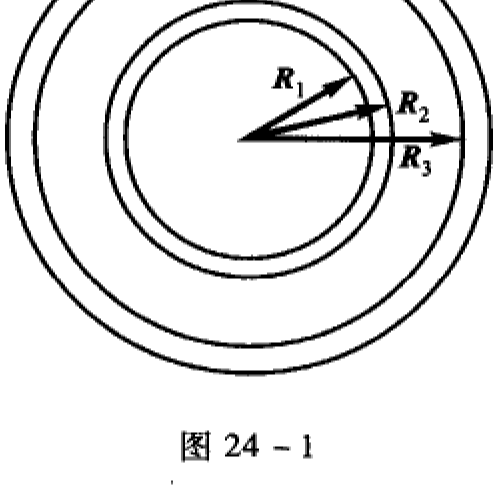


图 24－1

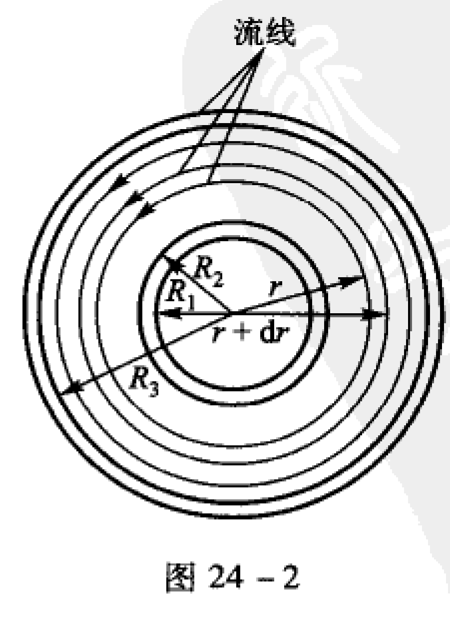


图 24－2

当液体层的转动角速度为 ω 时，在半径为 r 处的流速为 $v=r\omega$。而沿径向的速度梯度为$\frac{dv}{dr}=r\frac{d\omega}{dr}$。于是，由式(1)可得半径为 r 流层的粘滞力对轴的粘滞力矩为

$$M = F_v r = \eta(2\pi r l) r \left|\frac{d\omega}{dr}\right| r = 2\pi\eta\, l\, r^3 \frac{d\omega}{dr} \tag{2}$$

当层流稳定时，粘滞力矩为常数，则 $r^3\frac{d\omega}{dr}$亦为常数。令 $r^3\frac{d\omega}{dr}=C$，则$\frac{C}{r^3}dr=d\omega$，两边积分，有

$$C\int_{R_2}^{R_3}\frac{dr}{r^3} = \int_0^{\omega} d\omega$$

得

$$C = \frac{2\omega R_3^2 R_2^2}{R_3^2 - R_2^2}$$

把上式代入式(2)得粘滞力矩为

$$M = \eta\frac{4\pi l R_3^2 R_2^2 \omega}{R_3^2 - R_2^2} \tag{3}$$

内圆管在此粘滞力矩的作用下要转动，而要其保持不转，必须使圆管还受到大小相等而方向相反的扭转力矩的作用。这个力矩由两部分组成：一为悬挂内圆管的金属丝受扭转产生的扭转力矩 M'，其方向与 M 相反，其量值是该金属丝扭转模量 D 与扭转角 θ 之乘积，即 $M'=D\theta$。另一个是液体作用在内圆管表面，阻止内圆管转动的内摩擦力矩 M''，其值与 R_1 的大小以及待测液体的黏度有关。内圆管停止转动时，有 $M=M'+M''$，亦可写成

$$\frac{4\pi\eta\, l R_2^2 R_3^2 \omega}{R_3^2 - R_2^2} = D\theta + M'' \tag{4}$$

由于内圆管的内表面摩擦力矩 M''在尺寸固定的 R_1 值和同样黏度液体的情况下是恒定值，所以在实际测量液体的黏度时，只需使外圆筒以两个不同的转速 ω_1 及 ω_2 转动，分别测得金属悬丝的两个不同扭转角度 θ_1、θ_2，于是分别有

$$D\theta_1 = \frac{4\pi\eta\, l R_2^2 R_3^2 \omega_1}{R_3^2 - R_2^2} + M''$$

$$D\theta_2 = \frac{4\pi\eta\, l R_2^2 R_3^2 \omega_2}{R_3^2 - R_2^2} + M''$$

两式相减，消去 M''，整理后可得

$$D(\theta_1 - \theta_2) = \frac{4\pi\eta\, l R_2^2 R_3^2(\omega_1 - \omega_2)}{R_3^2 - R_2^2}$$

因此,黏度 η 为

$$\eta = \frac{D(\theta_1 - \theta_2)(R_3^2 - R_2^2)}{4\pi l R_2^2 R_3^2(\omega_1 - \omega_2)} \tag{5}$$

使用时,将本装置浸入待测液体中,浸入长度为 l。先用外驱动装置使外圆筒以角速度 ω_1 旋转,测金属丝扭转角 θ_1。然后其他因素不变,使外圆筒转速改变为 ω_2,再测金属丝的扭转角 θ_2。由于 D、R_2、R_3、l 皆为装置的结构尺寸,是已知值,则根据式(5),就可计算得该液体的黏度。

本方法不妨碍生产正常进行,也不需要将待测液体从生产过程中取出。只需由驱动装置改变外圆筒的转速,即可测出相应的扭转角,故使用方便。

参考文献

[1] 苏尔皇编著. 液体的黏度计算和测量. 北京:国防工业出版社

25 保温瓶胆的真空度

谈湫梅

保温瓶的瓶胆为具有双层薄壁的玻璃容器，其两壁间抽成气压较低的真空。为达到保温目的，壁间的真空度为多高才适宜呢？下面作一简要分析。

常压下气体的热传导是气体分子热运动和分子间碰撞的结果。在图 25－1 的简化模型中，设下壁 S_1 的温度为 T_1，上壁 S_2 的温度为 T_2，且 $T_2 < T_1$。将两壁间的气体看作理想气体，其温度沿 y 轴正向逐渐减小。设想在 S_1 与 S_2 之间，有一平行平面 S，且 $S_1 = S_2 = S$。由于分子热运动，面 S 两侧的气体分子将不断地穿过面 S。如果在面 S 的下方，距其为平均自由程 $\overline{\lambda}$ 的 a 处的温度是 T_1'，在面 S 的上方，距其为平均自由程 $\overline{\lambda}$ 的 b 处的温度是 T_2'。由于 $T_2' < T_1'$，所以，当面 S 上方和下方，无碰撞地每交换一对分子时，就有 $\frac{i}{2}k(T_1' - T_2')$ 的平均能量，从下方转移到上方（i 为气体分子的自由度）。从宏观上看，有热量从面 S 的下方传递到面 S 的上方。

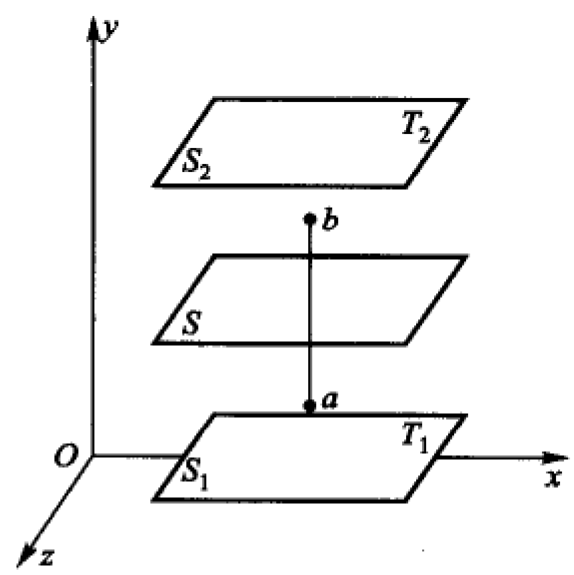


图 25－1

下面讨论常压下压强与热传导速度的关系。一方面由理想气体的状态方程 $p = nkT$ 可见，在一定温度下，当压强降低时，分子数密度 n 减小，从而通过面 S 上下交换的分子对数也减少，这就使得热传导的速度变慢。另一方面若设沿 y 轴方向气体的温度梯度 $\frac{\mathrm{d}T}{\mathrm{d}y}$ 为一常量，则点 a 与点 b 之间的温度差为

$$\Delta T = \frac{\mathrm{d}T}{\mathrm{d}y} \cdot ab = \frac{\mathrm{d}T}{\mathrm{d}y} \cdot 2\overline{\lambda} \qquad (1)$$

由理想气体分子的平均自由程公式 $\overline{\lambda} = \frac{1}{\sqrt{2}n\pi\sigma^2}$ 可知，随着 n 的减小，$\overline{\lambda}$ 将增大，

这样，由式(1)可见，点 a 与点 b 之间的温度差 ΔT 也随之增大。由此可见，每交换一对分子，由下方传递到上方的能量 $\frac{i}{2}k(T'_1 - T'_2)$ 变大，这就使得热传导的速度增大。由于这两种相反的影响，热传导的速度与压强几乎无关。因此，在通常压强下，降低压强并不能减小气体的热传导速度。

然而当气体压强 p 减小到一定程度，使得分子的平均自由程 $\bar{\lambda}$ 大于器壁之间的距离 l 时，情况就大不相同了。此时，分子之间碰撞的概率小到可以忽略，碰撞主要发生在分子与器壁之间。下面说明，在这种情况下，降低压强就能够减小热传导的速度。

如图 25－2 所示，下壁温度为 T_1，上壁温度为 T_2，且 $T_1 > T_2$，两壁之间充满低压气体，设分子与任一壁碰撞后，即获得与该壁温度相当的平均能量 $\frac{i}{2}kT$，那么，一个分子与下壁碰一次后，再与上壁碰一次，从下壁传递给上壁的能量为 $\frac{i}{2}k(T_1 - T_2)$，由于单位时间与单位面积器壁碰撞的分子数为 $\frac{1}{4}n\bar{v}$①，那么，由于气体分子不断在上下壁之间碰撞，单位时间内从下壁传给上壁的能量（即热传导的速度）为

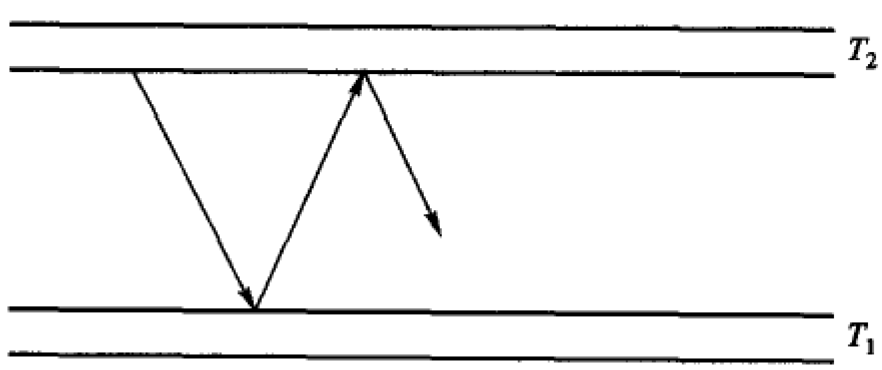


图 25－2

$$\frac{\Delta Q}{\Delta t} = \frac{1}{4}n\bar{v}\,\frac{i}{2}k(T_1 - T_2)A \tag{2}$$

式中，A 为器壁的面积，将 $n = \frac{p}{kT}$，$\bar{v} = \sqrt{\frac{8RT}{\pi M}}$（作近似讨论，式中 T 为两壁温度的平均值）代入式(2)，得

$$\frac{\Delta Q}{\Delta t} = \sqrt{\frac{R}{2\pi MT}}\,\frac{i}{2}p(T_1 - T_2)A \tag{3}$$

可见，热传导的速度与压强成正比，只要减小压强，就能降低热传导速度。若要使热传导速度小于给定值，即可由上式算出所需压强的最大允许值。

① 参阅李椿等编《热学》，80 页，北京：高等教育出版社

现以 5 号普通型保温瓶为例，讨论瓶胆的容积为2 L，装满水的质量 $m=2\ \text{kg}$，瓶胆内壁面积 $A_1=980\ \text{cm}^2$，外壁面积 $A_2=1\ 060\ \text{cm}^2$，保温的质量指标为装满 100 ℃的水，24 h后温度不低于69 ℃，下面计算压强 p 的数值。因为热水的温度逐渐降低，而环境的温度不变，所以散热速度开始较快，然后逐渐减慢，为简化计算假设散热的速度是均衡的，则保温瓶的散热速度为

$$\frac{\Delta Q_1}{\Delta t}=\frac{4.18\times 2\times 10^3\times(100-69)\ \text{J}}{24\times 60\times 60\ \text{s}}=3\ \text{J}\cdot\text{s}^{-1}$$

在一般保温瓶中，80%的热量是由于瓶塞及热辐射等原因散失的，仅 20%的热量由瓶胆夹层真空散失，故通过瓶胆夹层的热传递速度为

$$\frac{\Delta Q}{\Delta t}=0.2\left(\frac{\Delta Q_1}{\Delta t}\right)=0.2\times 3\ \text{J}\cdot\text{s}^{-1}=0.6\ \text{J}\cdot\text{s}^{-1}$$

虽然瓶胆为一圆柱形容器，但内壁面积与外壁面积相差甚小，可近似看作平板，取平均面积

$$A=\frac{1\ 060+980}{2}\ \text{cm}^2=1\ 020\ \text{cm}^2=0.102\ \text{m}^2$$

内壁的温度 T_1 取 100 ℃与 69 ℃的平均温度

$$T_1=\frac{100+69}{2}\ ℃=84.5\ ℃$$

外壁的温度 T_2 为室温，设 $T_2=20\ ℃$，气体的平均温度 T 取内壁与外壁的平均温度

$$T=\frac{84.5+20}{2}\ ℃=52.25\ ℃\triangleq 325\ \text{K}$$

空气的主要成分为氮气与氧气，两者皆为双原子分子气体，其自由度 $i=5$，空气的摩尔质量 $M=28.9\times 10^{-3}\ \text{kg}\cdot\text{mol}^{-1}$，将上述所有数据代入式(3)，得

$$p=0.097\ \text{Pa}$$

保温瓶厂生产的保温瓶真空度一般为 0.6～0.1 Pa。可见，上述近似计算的结果与实际保温瓶的真空度是相接近的。

参 考 文 献

[1] 上海保温容器工业公司编. 保温瓶生产工艺. 北京：轻工业出版社，1988
[2] 黄学袖等编. 保温瓶生产. 北京：轻工业出版社，1982

26 气体血栓

严永良

医护人员在给病人作静脉注射或输液时，必须将滴管或针筒内的空气排净，这是为什么？下面就来谈谈这个问题。

液体在细管中流动时，如果管中有气泡，液体的流动将受到阻碍，气泡多时会发生阻塞，这种现象称为气体栓塞。血液在体内循环流经许多大小血管和毛细血管，如果气体进入小血管或毛细血管产生气体栓塞称为气体血栓，这将导致无法挽回的严重后果。

如图 26－1(a)所示，在一半径给定的细管中有液体流动，其中混入了一气泡，当气泡左右两端压强相等时，气泡两端弯曲表面 S_1 和 S_2 的曲率半径相等，两端由于气泡表面弯曲产生的附加压强也相等，但方向相反，液柱不流动。假设右端液体的压强增加一个不大的值 Δp，如图 26－1(b)所示，这时气泡右边的曲率半径就会变大，左边的曲率半径就会变小，使右端弯曲液面所产生的附加压强 $p_{右}$ 比左端弯曲液面所产生的附加压强 $p_{左}$ 小，如果它们的差值正好等于 Δp，即

$$p_{左} - p_{右} = \Delta p$$

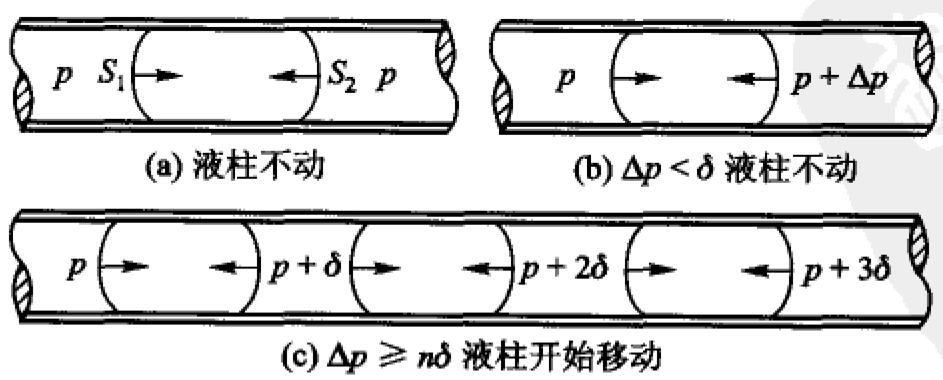


图 26－1

则液柱仍不会向左移动。只有当气泡两端的压强差超过某一临界值 δ 时，气泡才能移动。这个临界值 δ 与液体和管壁的性质及管半径有关。当管中有 n 个

气泡时，只有当 $\Delta p > n\delta$ 时，液体才能带动气泡移动（图 26－1(c)）。

人体的血液循环系统是封闭的连续管道系统，分布于身体各部。人体血液循环可分为体循环和肺循环，两种循环同时进行。体循环自左心室出发，将新鲜血液（含氧和营养物质的血液）沿各动脉分支到达全身各部的毛细血管，用以营养全身各部分肌体。代谢后的血液带着代谢产生的废物经各级静脉回到右心房，再入右心室。肺循环将回心的静脉血由右心室射出，经肺动脉入肺，再经各级肺动脉分支进入肺泡周围的毛细血管网，通过毛细血管壁和极薄的肺泡壁，血液与肺泡内的空气进行气体交换，排出二氧化碳，吸进氧气，使静脉血变成含氧丰富的动脉血，再经肺静脉出肺，注入左心房，再入左心室。由此可见，静脉注射的药液首先经过的是肺循环，然后再到达全身。如果过多的空气进入静脉，首先有可能栓塞的部位是肺部小动脉血管，从而引起窒息，导致死亡。

假设肺内小动脉（毛细血管前段）的内径为 r，气泡、血液与血管壁交界处的接触角为 θ（图 26－2），则根据弯曲液面内外压强差公式

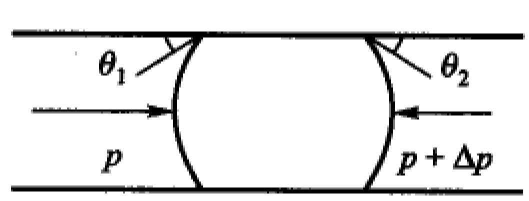


图 26－2

$$\Delta p = \frac{2\alpha}{r}\cos\theta \tag{1}$$

由此可以得到推动一个气泡所需的最小的压强差为

$$\Delta p_0 = \frac{2\alpha}{r}(\cos\theta_1 - \cos\theta_2) \tag{2}$$

式(1)与式(2)中，α 为血液的表面张力系数，在37 ℃时约为0.05 $N \cdot m^{-1}$（见参考文献 2），θ_1 和 θ_2 分别为气泡两端面的接触角，在极限情况下，$\theta_1 = 0°$，$\theta_2 = 36°$，且根据解剖学资料，肺内小动脉血管的内径约为1.6 mm（即 $r = 0.8$ mm），这样由式(2)可算出

$$\Delta p_0 = 23.8\ \text{Pa} = 0.179\ \text{mmHg}$$

已知小动脉两端的压强差约为 15 mmHg，所以它最多能推动的气泡数为

$$N = \frac{15}{0.179} = 83.8 \approx 84$$

如果认为每个气泡的形状近似为球形，那么，84 个气泡所占有的体积为

$$V = N \cdot \frac{4}{3}\pi r^3 = 0.18\ \text{cm}^3$$

此乃一段血管被阻的气体的体积。因为肺部动脉分 20 个段，要使肺部小动脉全部被堵，其气体的总量应该为

$$V_{总} = 20 \times V = 3.6\ \text{cm}^3 \approx 4\ \text{cm}^3$$

也就是说，静脉注射或输液时漏进空气的总量达到 4 cm^3 左右时就可能有窒息

的危险。当然，这仅是非常粗略的计算。必须强调临床上严禁在静脉注射或输液时带进空气。

如果气泡进入微血管，因为微血管管径很小，大约 7 ~ 9 μm，所以被阻的可能性更大。就以9 μm管径为例，由式(2)可求得推动一个气泡所需两端血液压强差的最小值为

$$\Delta p_0 = 4.24 \times 10^3\ \text{Pa} = 31.9\ \text{mmHg}$$

正常情况下，微血管两端的压强差约为 60 mmHg，它最多能推动的气泡数为

$$N = \frac{60}{31.9} = 1.88 \approx 2$$

相当的气泡体积约为

$$V = 7.63 \times 10^{-16}\ \text{m}^3 = 7.63 \times 10^{-10}\ \text{cm}^3$$

可见，阻塞一段微细血管所需要的气体量是极少的，所以对深水作业人员或从高压舱出来的人员，一定要注意减压缓冲，不能急于离开减压舱，否则，一旦被析出的微量气体在脑部或心肌部位产生栓塞，后果就非常严重了。

参 考 文 献

[1] Joseph F. Malligan 著. 大学物理学教程. 1985

[2] 葛成荫，刘建华主编. 医用物理学. 第二版. 北京：人民卫生出版社，1985

27 喷气发动机燃料的选择

胡一飞

喷气发动机燃料的选择涉及许多方面，是个复杂的问题。下面从简单、典型的物理模型入手，运用物理学的基本规律讨论喷气发动机燃料的选择原则。

当容器内的压缩气体向外逸出时，按逸出口的孔径大小可分为两类：一类是孔径线度略小于（或接近）容器内气体分子平均自由程，逸出的气体呈泻流现象。这种“慢漏气”的流量甚微，可略去不计。另一类是孔径显著地超过该气体分子的平均自由程，逸出的气体形成一束喷射状的宏观气流。假如孔径并不很大，在短时间内，喷射出的气流，几乎不影响容器内气体的温度和压强。那么，气流可看成是稳恒流动。可以借助于热力学准静态过程来讨论。

忽略气体的内摩擦，同讨论稳恒流动的液体一样，将稳恒气流想象为如图 27－1 所示的流管。假设在截面 1 和 2 之间的气体元，在 Δt 时间内，流动到截面Ⅰ和Ⅱ之间。如果在这过程中，气体元与外界交换热量为 Q，外界对气体作功为 W，由此引起气体元宏观定向流动速率变化，以及气体元的温度变化，导致相应的机械能变化 ΔE 和内能变化 ΔU。由热力学第一定律可知

$$\Delta E + \Delta U = Q + W \tag{1}$$

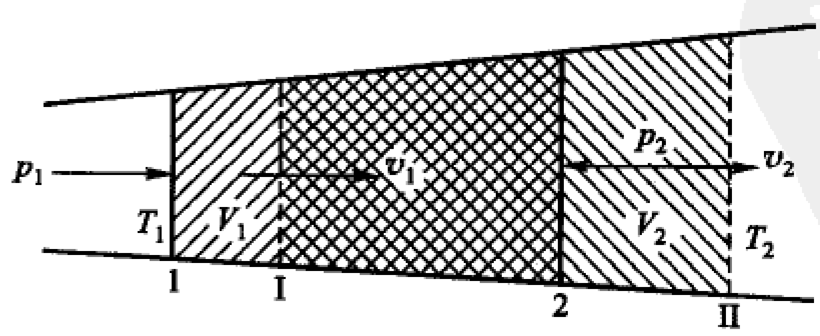


图 27－1

实际过程发生得很快，纵然流管没有（也不可能有）绝热装置，还是可以认为气体元来不及与外界交换热量，是绝热过程。故可以略去式(1)中的热量 Q。

下面讨论外界对气体元的作功 W。由图 27－1 可知，外界作功

$$W = p_1V_1 - p_2V_2 \tag{2}$$

式中，p_1 与 p_2 分别是截面 1 与 2 处气体的压强，V_1 与 V_2 分别为流管截面 1 与 Ⅰ 和 2 与 Ⅱ 之间的小体积元。可以认为在 Δt 时间内，仅是 V_1 中的气体，流动到 V_2 处，其能量也发生了变化。而在 Ⅰ 与 2 之间的气体宛如没有运动，它的状态也没有变化。

对于处在平衡态的热力学系统，状态参量与时间、空间无关，是唯一确定的。稳恒流动中的气流则不然，流管中的气流虽处于定态，可是每条流线上各点(处)的状态参量是不相同的。但是，对于某定点处的状态参量却不随时间变化。假如把 V_1 与 V_2 体元选得足够小，可以认为它具有局域平衡的特征，其温度分别为 T_1 和 T_2。可以用理想气体状态方程来描述具有局域平衡的气体元。设气体的物质的量为 n，则式(2)变为

$$W = p_1V_1 - p_2V_2 = nR(T_1 - T_2) \tag{3}$$

气体由 V_1 变化到 V_2 发生的能量变化为

$$\Delta E = \Delta E_k + \Delta E_p = \frac{1}{2}nM(v_2^2 - v_1^2) \tag{4}$$

又

$$\Delta U = nC_{V,m}(T_2 - T_1) \tag{5}$$

其中，M 为气体的摩尔质量，$C_{V,m}$ 是气体的定体摩尔热容，v_1 与 v_2 分别为 V_1 与 V_2 内的气体元的宏观流速，气体元的重力势能变化 ΔE_p 忽略不计。于是，对稳恒流动的气体，式(1)变为

$$\frac{1}{2}nM(v_2^2 - v_1^2) + nC_{V,m}(T_2 - T_1) = nR(T_1 - T_2) \tag{6}$$

即

$$RT + C_{V,m}T + \frac{1}{2}Mv^2 = \text{恒量} \tag{7}$$

运用迈耶公式：$C_{p,m} = C_{V,m} + R$，可将式(7)写成

$$C_{p,m}T + \frac{1}{2}Mv^2 = \text{恒量} \tag{8}$$

下面运用式(8)，讨论喷气发动机的燃料选择原则。

喷气发动机的喷口线度和流量都很大，由于燃烧室内不断燃烧产生高温气体，并连续地喷射出来，近似认为燃烧室内的气体温度 T 和压强 p 是恒定的。据此，仍可将喷射气流作为稳定流动的气体来处理。

把流管的横截面 1，选取在燃烧室内，室内气体可认为处于准静态，气流速率 v_1 为零(这类似于带有小排水孔的大容器内的水面速率)，温度为 T_1；流管截面 2 选择在喷口附近，设该处气流元速率为 v_2，温度为 T_2。由式(8)得

$$C_{p,m}T_1 = C_{p,m}T_2 + \frac{1}{2}Mv_2^2 \tag{9}$$

实际上，喷气发动机随飞行器在太空航行时，喷口附近已是太空的稀薄气体了。气流从高温、高压状态，骤然降低到压强几乎为零的程度，当然温度也急剧降低，太空稀薄气体的温度也是很低的。因此，可以近似认为 $T_2=0$。由此可知，喷口附近的气流速率 v_2 由下式决定：

$$v_2 = \sqrt{\frac{2T_1}{M}C_{p,m}} \tag{10}$$

该式表明，气体定向运动的动能，主要决定于燃烧产生的高温气体的温度 T_1。喷气发动机为了获得足够的推力，必须要有足够大的喷气速率 v_2。所选择的燃料，首先要有很高的燃烧值，使燃烧室内气体有较高的温度 T_1；其次是燃烧后产生的高温气体，应是摩尔质量 M 较小的多原子分子气体，因为多原子分子气体的定压摩尔热容较大。

表 27－1 给出几种高能燃料的理论燃烧最高温度 T_m，并由此估算出最大喷气速率 v_m。

表 27－1　高能燃料的最大喷气速率

燃　料	氧化剂	T_m/K	生成物及平均相对分子质量	$C_{p,m}/(J\cdot mol^{-1}\cdot K^{-1})$	$v_m/(m\cdot s^{-1})$
NH_2NH_2	O_2	3 240	H_2O,N_2　21.3	32	3 100
NH_2NH_2	F_2	4 430	HF,N_2　21.6	29	3 400
B_2H_6	F_2	4 630	BF_3,HF　32	30	2 900
C_2N_6	O_3	5 510	CO_2,N_2　34.3	31	3 100
CH_4	O_2	3 940	CO_2,H_2O 26.7	33	3 100
H_2	O_2	4 700	H_2O　18	33	4 100

由上表可见，氢是喷气发动机的理想燃料，NH_2NH_2 以 F_2 作氧化剂也可获得较好的结果，这种估算与实验事实较为接近。

参考文献

[1]　伏义路等编. 化学热力学与统计热力学基础. 上海：上海科技出版社，1984

28 提高热机效率的两种方法

解希顺

由热力学知，热机进行卡诺循环的效率为

$$\eta = 1 - \frac{Q_{放}}{Q_{吸}} = 1 - \frac{T_2}{T_1} \tag{1}$$

式中，T_1、T_2 分别为高温热源和低温热源的温度。

由式(1)可见，提高高温热源温度或降低低温热源温度，可以提高循环效率。但实际上，如果通过制冷的方法降低低温热源温度，虽然热机效率提高了，但由于制冷需要耗能，所以总的效率并不高。若提高高温热源温度，有时又受到工作物质等因素的制约难以实现。例如，锅炉加热蒸汽能够达到的最高温度具有一定的极限等。

在工程技术中，各种热机（如内燃机、蒸汽机等）也均有其高温热源和低温热源，但一般不是理想的卡诺循环。由卡诺定理知，实际热机的效率

$$\eta \leqslant 1 - \frac{T_{低}}{T_{高}} \tag{2}$$

实际情况下提高热机效率的方法有哪些？其物理原理又是什么？下面作些简单介绍。

一 联合循环

提高热机效率的有效方法之一是让两台热机进行联合循环。如图 28－1 所示，热机Ⅰ从热源 T_1 处吸热 Q_1，对外作功 W_1，并向 T_2 处放热 Q_2。热源 T_2 既是热机Ⅰ的低温热源，同时也是热机Ⅱ的高温热源。热机Ⅱ从 T_2 处吸热 Q_2，对外作功 W_2，并向热源 T_3 放热 Q_3。

在此联合循环中，系统总的循环效率为

$$\eta_{总} = \frac{W_{总}}{Q_1} = \frac{W_1 + W_2}{Q_1} \tag{3}$$

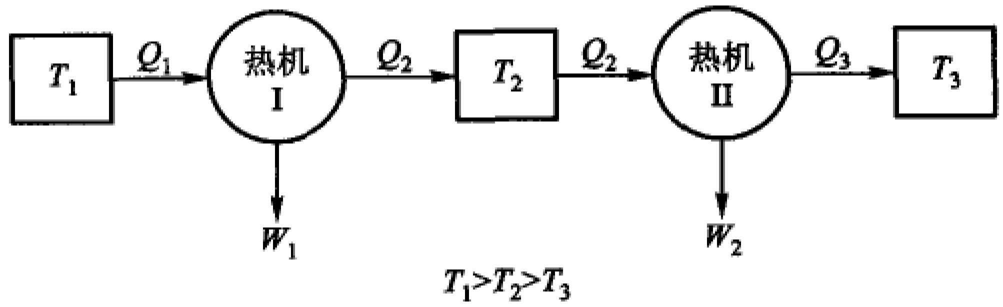


图 28－1

这显然大于单机循环效率 $\eta_{\rm I}=\dfrac{W_1}{Q_1}$。若将联合循环视为理想的卡诺循环，则可在 $p-V$ 图上画出如图 28－2 所示的循环曲线。由图可知

$$\eta_{总}=1-\frac{T_3}{T_1} \tag{4}$$

$$\eta_{\rm I}=1-\frac{T_2}{T_1} \tag{5}$$

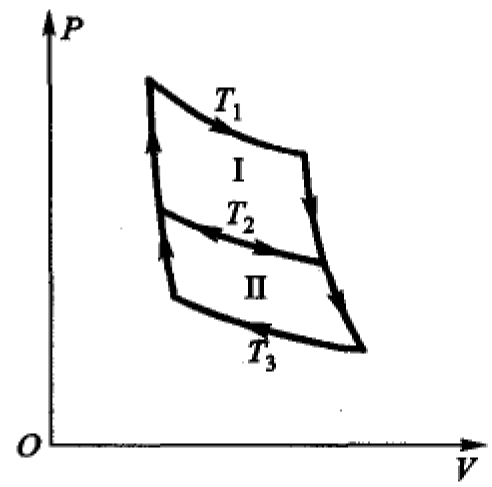


图 28－2

比较式(4)和式(5)可以看出，联合循环等价于将低温热源的温度从 T_2 降到了 T_3，但这一效率提高过程不需要对低温热源制冷，而只是增加了一台热机。具有实用价值。

通常，联合循环是将两台不同类型的热机联合或将使用两种不同工质的热机进行联合，例如蒸汽机与燃汽机的联合。由于燃汽机依靠燃烧化学燃料进行循环，最高温度达500 ℃以上(根据前面分析，这已使燃汽机的效率比蒸汽机高)，循环排出的废气仍具有较高的温度。若用一台蒸汽机作为第二级热机与其联合，则燃汽机排出的热能可以为蒸汽机所利用，从而提高总的效率。

二　回热式循环

有一类热机，其结构比普通热机多一回热装置。图 28－3 是一气缸内装有回热器的示意图。所谓回热器就是贮存和传递热量的装置。下面说明回热式循环的过程及回热器的作用。

如图 28－4 所示，回热式循环可以等效于 $a\to b\to c\to d\to a$ 的曲线。在 $a\to b$ 段相当于图 28－3 中动力活塞向右运动，气体等温膨胀，从外界吸收热量；然后活塞停止运动，搅拌器来回搅动，回热器从气体中吸热，这就是 $b\to c$ 过程；接着在 $c\to d$ 段，活塞向左运动，气体等温压缩；最后搅拌器再次搅拌，由于这时回热器温度高于气体温度，$d\to a$ 中气体仅从回热器中吸热而不再从外界吸热。可以

算得：$b\to c$、$d\to a$ 两过程中气体吸、放热的绝对值相等。所以整个循环中，气体只有在 $a\to b$ 段从外界吸热。因此，循环效率应为

$$\eta = \frac{W}{Q_{ab}} = \frac{\frac{m}{M}R(T_1 - T_2)\ln\frac{V_2}{V_1}}{\frac{m}{M}RT_1\ln\frac{V_2}{V_1}} = 1 - \frac{T_2}{T_1} \tag{6}$$

这与卡诺循环的效率相当。而如果不用回热器，对于图 28－4 所示的循环过程，其循环效率为

$$\eta' = \frac{W}{Q_{ab} + Q_{da}} \tag{7}$$

比较式(6)与式(7)，显然，$\eta' < \eta$。

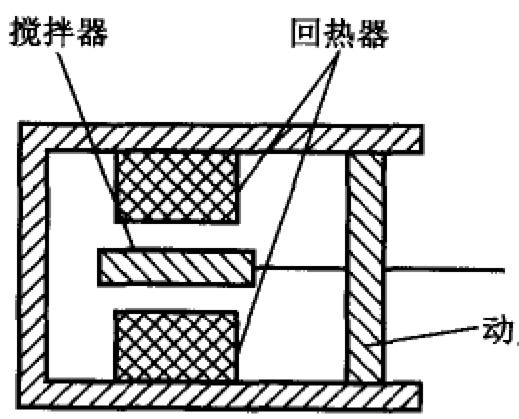


图 28－3

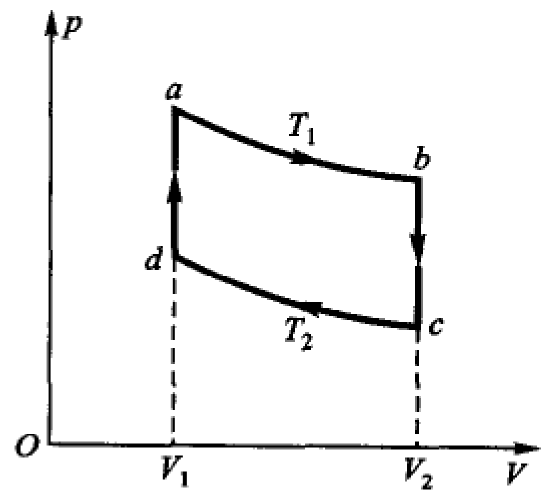


图 28－4

由此可见，回热式循环具有较高的循环效率。当然，回热器与气体之间的传热需要有温度差，回热的利用总是不完全的，所以实际循环效率 $\eta_{实}$ 比 η 小，$\eta' < \eta_{实} < \eta$。

此外，除了回热式热机外，在低温技术等领域，还有“回冷式制冷机”，其原理与上述相似，相当于回热式热机进行逆向循环，它也具有较高的制冷系数。

参 考 文 献

[1]　[日]小林清志著. 工程热力学. 刘吉萱译. 北京：水利电力出版社，1983

[2]　重庆大学热力发电厂教研组编. 热力发电厂. 北京：电力工业出版社，1981

29 温室效应

贾小兵

人们进入屋顶用透明玻璃建造的温室后,会感到气温明显高于室外。这种现象就是温室效应。下面以玻璃温室为例,分析产生温室效应的原因。

图 29－1 中 T 表示普通玻璃对电磁波辐射的透射率,λ 表示辐射电磁波的波长。由图中曲线可见,玻璃的辐射透射率随辐射波长变化的特点是:

(1) 对于紫外辐射($\bar{\lambda} < 0.4\ \mu m$),其透射率几乎为零;

(2) 对于可见光和近红外辐射($0.4\ \mu m < \bar{\lambda} < 3.0\ \mu m$),其透射率最大,约在 80% 以上;

(3) 对于中远红外辐射($\bar{\lambda} > 3.0\ \mu m$),其透射率较小,大部分被玻璃所吸收。图中阴影区表示在熔融玻璃中加入不同的添加剂引起的透射率的变化范围。

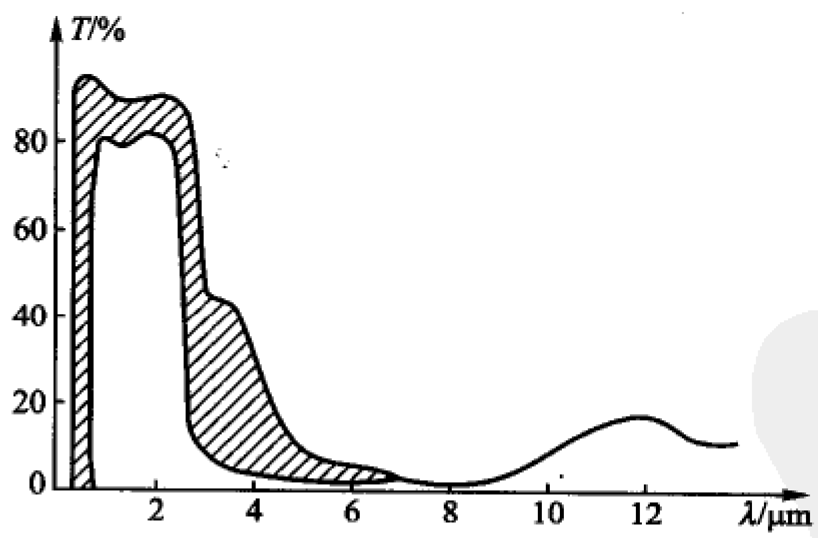


图 29－1

下面讨论与温室效应有关的太阳辐射与地球表面热辐射。

太阳辐射可近似看作温度为 6 000 K 的黑体辐射,其辐射的电磁波能量主要集中在 0.25～3.0 μm 的可见光和近红外区域,如图 29－2 所示。图中曲线①、②、③分别表示:① 6 000 K 的黑体辐射;② 大气层外太阳辐射;③ 到达地球表面的太阳辐射。太阳辐射的电磁波必须穿过厚厚的大气层才到达地面,由于

大气对太阳辐射中紫外和红外波段的电磁波吸收较多，到达地面的太阳辐射，其波长多在 0.25 ~ 2.5 μm 的范围内。因此，在研究地面上的太阳辐射能时只需考虑波长在 0.25 ~ 2.5 μm 范围内的太阳辐射。由图 29－1 可以看出，普通玻璃对于这部分太阳辐射恰好具有最大的透射率。此外，还应考虑地球表面的热辐射。由于地表温度比太阳表面温度低得多，所以地表辐射波谱主要集中在中远红外（$\bar{\lambda}>4$ μm）区域。从图 29－1 还可以看出，普通玻璃对这部分热辐射恰好具有较小的透射率。也就是说地表的热辐射大部分被玻璃所吸收很少能直接透过玻璃。

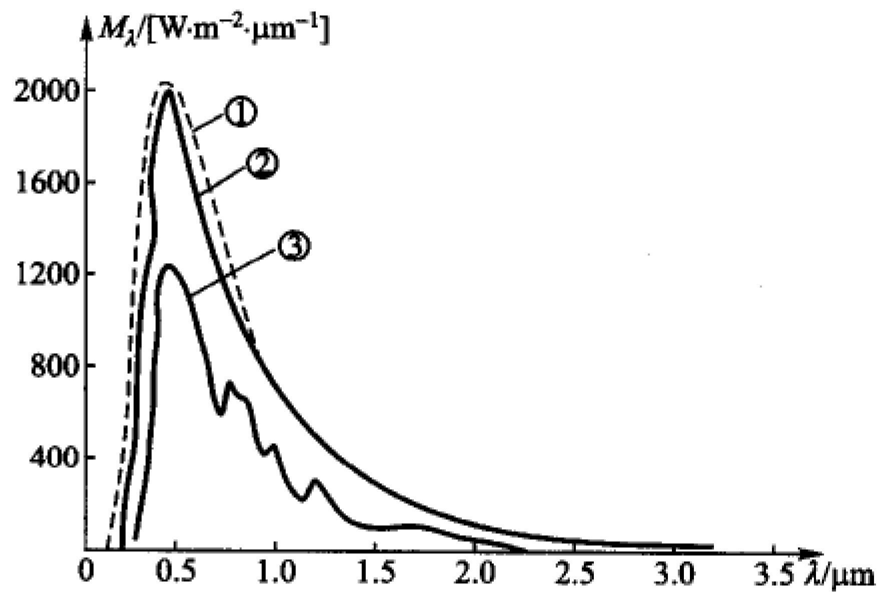


图 29－2

综上所述，可以知道屋顶用普通玻璃建造的温室可以使太阳辐射的电磁波能量顺利透过玻璃直接射入温室内，被室内地面和物体所吸收，从而提高室内的温度。与此同时，室内各物体也要辐射电磁波，其波长主要集中在中远红外波段，而这部分热辐射的能量极少能透过玻璃射出室外，它们大都被温室玻璃所吸收又重新以热辐射的形式辐射回温室内。在这双重辐射影响下，温室内的温度要高于温室以外的温度。这就是温室效应。

下面估算由于温室效应而产生的温度变化。基于上述有关玻璃特性的考虑，可近似地认为太阳的辐射能量全部透过玻璃进入温室内，且温室玻璃能阻止地面热辐射透过玻璃传到室外，玻璃就像绝对黑体那样把地表热辐射的能量全部吸收。以上分析略去了从地表到深层的热传导以及因空气对流而产生的能量损失等。

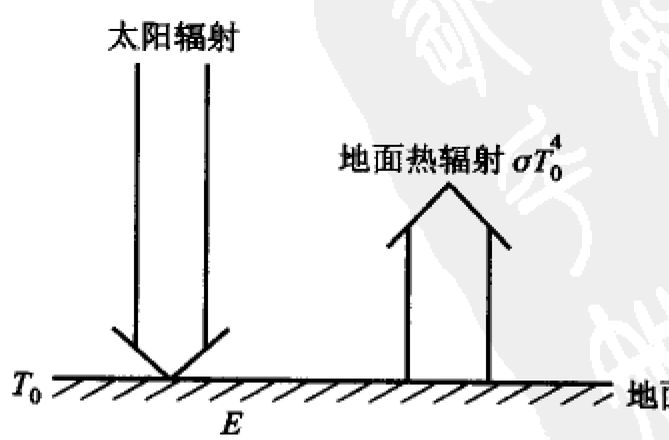


图 29－3

图 29－3 表示没有温室效应时的情形，当太阳直接照射地面时，地面要

吸收太阳辐射。若把地面近似看成绝对黑体，且地表单位面积单位时间吸收的太阳辐射能为 E。在地表面达到辐射平衡时，地表面温度为 T_0。根据斯特藩－玻耳兹曼定律，地面单位时间单位面积辐射出的能量值为 σT_0^4。因此，在辐射平衡时，有

$$E = \sigma T_0^4 \tag{1}$$

设在地表上的温室顶部放置一块厚度均匀的普通玻璃，并且玻璃平面和太阳辐射方向垂直，如图 29－4 所示。太阳辐射可全部通过玻璃，被地面吸收，地面本身也要向外辐射电磁波。由上述讨论可知，这部分热辐射的波谱在远红外范围内，因此，它们被玻璃吸收而不能透过玻璃。玻璃在吸收地表热辐射的同时也向空间辐射热量。这样地表不只吸收了太阳辐射，还接受了玻璃的热辐射。设在新的辐射平衡状态时，玻璃的温度为 T，地表面温度为 T'_0。据斯特藩－玻耳兹曼定律，单位时间单位面积玻璃向上和向下辐射的热量都为 σT^4。地表单位面积单位时间辐射能量为 $\sigma T_0'^4$。在辐射平衡时，玻璃吸收辐射能应与放出的辐射能相等，即

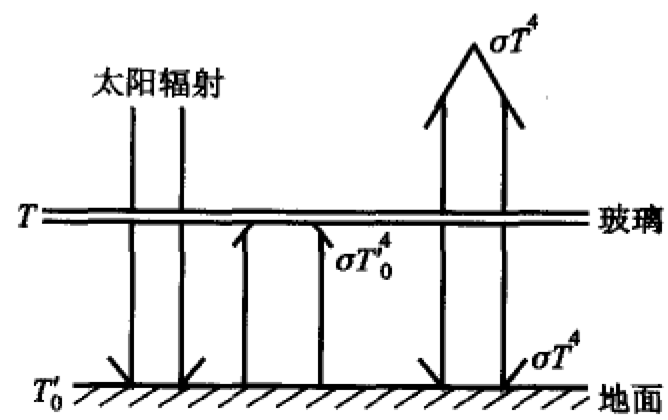


图 29－4

$$2\sigma T^4 = \sigma T_0'^4 \tag{2}$$

此时进入温室的能量与从温室辐射出去的能量相等，即

$$E = \sigma T^4 \tag{3}$$

比较式(3)与式(1)，得

$$T = T_0$$

以此代入式(2)，可得

$$2\sigma T_0^4 = \sigma T_0'^4$$

$$T'_0 = 2^{\frac{1}{4}} T_0 \approx 1.19 T_0 \tag{4}$$

可见地表上盖起玻璃温室后，地表的温度提高了。如未加玻璃屋顶时，地表温度为 $T_0 = 273\ \text{K} \triangleq 0\ ℃$，由式(4)可得加上玻璃屋顶后地表温度为 $T'_0 \approx 325\ \text{K} \triangleq 52\ ℃$。上述讨论的温室只是理想温室。上述估算结果与实际有误差。但是从上述讨论中可以看出用平面玻璃做温室的屋顶可以使室内地表的温度有明显的上升，同时也使室内气温上升。

由上述讨论可知，产生温室效应的关键是由于玻璃具有辐射透射率随波长而改变的特性。亦即凡具有类似玻璃那样的特性的物质，都能形成温室效应。例如透明的 CO_2 气体，就具有类似于玻璃的特性。正因为如此，在大气中 CO_2

的含量不应太高，否则就会使温室效应加剧，从而使地球的平均温度上升。这正是目前用来解释全球气候变暖的原因之一。

参 考 文 献

[1] [加]J. V. 艾里巴恩著. 大气物理学. 唐东升，巴文伦译. 北京：气象出版社，1985

PDG

30 建筑中的热平衡

王肇庆

建筑设计的主要任务是创造良好的室内环境（又称室内气候）。室内气候包括室内温度、湿度、空气流动速度和壁面热辐射强度等。影响室内气候的因素有：室外气候、建筑规划和设计、建筑用材料的性能以及设备措施（包括采暖和空调）等。大量优秀的建筑实例表明，在很不利的室外气候条件下，建筑设计得好仍能创造出舒适的室内气候。本文仅限于讨论为了创造适宜的室内热气候，应如何考虑建筑物的保温和防热。下面首先分析室内热气候以及建筑物得热和失热的主要途径，最后讨论建筑物的保温和防热问题。

一　室内热气候

对室内气候的要求取决于房间的使用性质，例如，工厂和实验室等有各自的特殊要求，而一般住宅只要求室内气候能保证人的正常生活和工作，让人感到舒适。

人体的冷热感取决于人新陈代谢产生的热量和向周围环境散热间的热平衡。当人体由于新陈代谢产生的热与人体蒸发散热、辐射换热和对流换热的代数和为零时，人体就达到了热平衡状态。这时，可维持人正常体温不变，但就在这时人仍不一定感到舒适，因为所转换的各种热量间仍有许多不同的组合。实践表明，要使人感到热舒适，需使人体按正常比例散热，即对流散热约占总散热量的25% ~30%，辐射散热约占45% ~50%，呼吸和蒸发散热约占25% ~30%。具体的描述还有相应的热舒适方程，详见参考资料[1]。

二　建筑物的得热和失热

建筑物获得热量的主要来源有：

1. 透过墙壁和屋顶得到太阳辐射的热量。

太阳辐射的电磁波通过大气层时，一部分电磁波的能量被大气中的水蒸

气、二氧化碳和臭氧等吸收。同时,太阳辐射的电磁波遇到空气分子、尘埃及微小水珠等要散射,并且云层对太阳辐射除了吸收和散射外,还有强烈的反射作用。因此,到达地面的太阳辐射中有一部分是从太阳直接射达地面的,还有一部分是经大气散射后到达地面的。这两者之和为到达地面的太阳总辐射。其中辐射能量的32%被大气和地面反射,68%被陆地(包括建筑物)与海洋吸收,如图30-1所示。

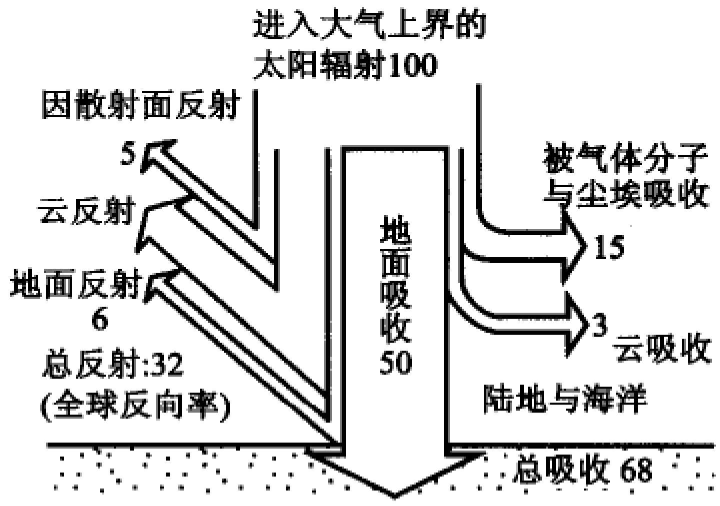


图 30-1

太阳辐射的电磁波到达地面时其能量主要集中在0.25~3.0 μm的可见光及近红外区域,见图29-2。由图可知,辐射的最强波长为0.5 μm,属可见光范畴。建筑物屋顶和外墙的外表面吸收了太阳辐射的光,将其大部分能量转换成热,透过一定厚度的外墙及屋顶传递到内表面,再通过辐射和对流将热量传入室内。

2. 透过玻璃窗得到太阳辐射的热量。

由图30-1可知,普通玻璃只对波长为0.25~3.0 μm的可见光和红外线有很高的透射率,而到达地面的太阳辐射能量也恰在这一范围内。所以,太阳辐射的电磁波绝大部分都能透过玻璃窗传入室内。而室内物体在常温下辐射的电磁波波长为4~20 μm,属远红外区域。玻璃对这种电磁波的透射率很低,亦即,室内物体辐射出的电磁波基本上不能透过玻璃辐射出室外。

3. 居室内设备及人体散热。

电灯、采暖等设备向室内环境散热;人呼出气体的温度高于吸入气体的温度;皮肤表面水分蒸发、出汗等也不断向室内环境散热。

以上是建筑物获得热量的主要来源。而建筑物失去热量的主要途径有:通过墙、屋顶、窗和地面的传导、对流和辐射向外散热;通风及室内水分蒸发也带走热量。

为了使室内有热舒适的气候,就要使建筑物达到热平衡,从而使室内处于稳定的适宜温度。

三　建筑物的保温

进行建筑设计时要针对当地的气候特点。我国可划分为4个区域:严寒区(日平均气温低于5 ℃的天数全年累计超过145天的地区);寒冷区(日平均气温低于5 ℃的天数全年累计为90~144天的地区);温热区(日平均气温低于5 ℃的天数全年累计不足90天,且最热月平均气温不超过28 ℃的地区);炎热

区(累年最热月平均气温超过 28 ℃的地区)。以上各区冬季都较寒冷,设计建筑物均需考虑保温问题。夏季也都炎热,设计建筑物均需考虑防热问题。但不同区域特点不同,采取的相应措施也不尽相同。建筑物保温包括外墙、屋顶、门窗结构保温和建筑物的设计(包括建筑物体型、朝向、窗墙比等)保温综合处理。为了保温,就要减少建筑物的散热,为此,通常采取的措施是:

1. 减小建筑物的外表面积,从而减小建筑物的散热面。例如,内蒙古地区由于处于严寒区,冬季气温低、风沙大,故那里的蒙古族居民建筑的“蒙古包”为半球形,这样的建筑物散热面积小,且有利于抵御风沙。

2. 使建筑物尽量多得到太阳的辐射热,为此要争取良好的朝向和适当的间距以得到充分的日照。

3. 选择保温性能好的建筑材料和结构。例如,陕西、河南等黄土高原地带处于寒冷区,冬冷夏热、阳光充足、土质好且水位低,故当地居民利用山地地形沿崖挖建窑洞居住。这样可以利用土层保温蓄热,改善室内热环境。

4. 适当减小窗墙比,以及提高门窗的密封性。由于严寒地区风大,从窗进入的辐射热不足以抵消从窗散失的热,故要减小窗面积,以减少空气流通散热。例如,西藏地区海拔高、气温变化骤烈、日夜温差大。冬季寒冷、干燥、日照强烈。当地居民多依山建造外墙厚重,窗小的独具风格的建筑物,其窗墙比不足20%,这有利于保温隔热和减少强烈日照的影响。

5. 调节建筑物的体型和朝向。在北半球,冬季南向的窗获得的日辐射远大于其他朝向。且建筑物的体型长与宽之比大些,得到的日辐射能量也适当增大。如北京冬季寒冷、干燥、风大,夏季又偏热。传统的北京四合院总是居室朝南,南向开大窗,北向只开小的高窗,同时也有适当的挑檐。这样,冬季可获得较多日照,夏季又可遮阳,而且四合院的外墙和屋顶一般都较厚重,以利于保温和防热。

四　建筑物防热

建筑物防热就是要使室外热量少传入室内,并使室内热量能很快地散发出去,通常采用的防热措施有:

1. 正确选择房屋的朝向和布局、防止日晒。同时要绿化周围环境,以降低环境的热辐射。

2. 对屋顶及外墙进行隔热处理,减少传入室内的热量。例如双层屋顶,用封闭的空气层隔热;采用空心预制板、空心砖砌墙等。其次是外墙表面采用浅颜色,以减少对太阳辐射的吸收。

3. 房间自然通风,以排除余热,改善人体舒适感。为此,要使房屋朝向力求接近当地夏季主导风向。要正确设计房屋的布局及窗户开口位置和面积,还可

采用各种通风措施等。

4. 窗户遮阳。遮阳可阻挡直射阳光从窗口透入室内,防止室内墙面、地面和家具被晒热。遮阳的方式多种多样。可利用绿化(种树或种攀缘植物)或搭建雨篷等,也可采用布蓬或活动的百叶窗,还可采用专门的遮阳板措施等。

实现建筑物的热平衡,使室内获得适宜的热环境,还需对多种因素给予多方面的考虑。但保温和防热是最基本、最重要的。

参 考 文 献

[1] 叶歆. 建筑热环境. 北京:清华大学出版社,1996
[2] 魏润柏,徐文华. 热环境. 上海:同济大学出版社,1994

31 热　泵

洪小达

热泵是一种热回收装置，它可以从低温热源吸热，通过外界作功，在高温热源放出更多的热给热用户。热泵与致冷机的工作原理相同，都是热力学中的逆循环过程。其热功转换情况如图 31－1 所示，如果外界对工作物质作功 W，工质从低温热源吸取热量 Q_2，在高温热源放出热量 Q_1，其热功转换关系式为

$$Q_1 = Q_2 + W \tag{1}$$

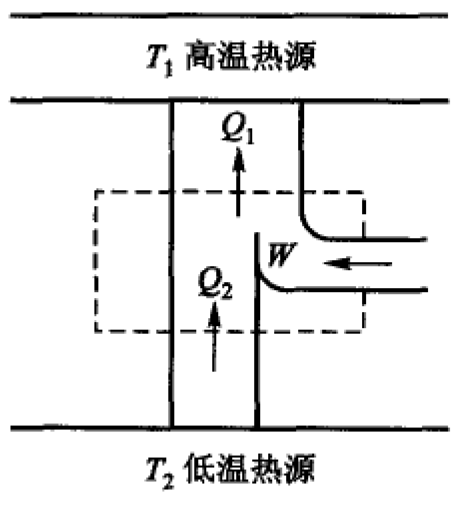


图 31－1

热泵和致冷机虽然热功转换情况相同，但工作目的不同，因而它们的效能不同。致冷机是利用逆循环从低温热源吸热，以达到进一步降低低温热源温度的目的。所以，其效能可用工作物质从低温热源吸取的热量 Q_2 和外界作功 W 的比值来衡量，这一比值称为制冷系数

$$\varepsilon_r = \frac{Q_2}{W} \tag{2}$$

热泵是把逆循环中工质向高温热源所放出的热量 Q_1 作为提供热量的热源使用，故热泵的效能用 Q_1 与 W 的比值来表示，称为制热系数

$$\varepsilon_p = \frac{Q_1}{W} = 1 + \frac{Q_2}{W} \tag{3}$$

比较式(2)和式(3)可得 $\varepsilon_r = \varepsilon_p - 1$，即同一台装置用作热泵时的效能高于致冷机。这是由于在逆循环中，功可以全部转变为热。

由于理想热泵循环是逆向卡诺循环，式(3)可写为

$$\varepsilon_p = \frac{T_1}{T_1 - T_2} = \frac{1}{\eta_{卡诺}} \tag{4}$$

式中，T_1、T_2 分别为高温和低温热源的温度。式(4)表明，理想热泵的制热系数与高温和低温热源的温度有关。温差越小，制热系数就越大。并且热泵的制热系数等于卡诺热机效率的倒数。

由于实际热泵存在各种能量损失，其有效制热系数为

$$\varepsilon_{py} = \eta\ \varepsilon_{p} \tag{5}$$

式中，η 称为热泵有效系数，其值在 0.4 ~ 0.75 之间。

常用的压缩式热泵的循环系统如图 31－2 所示，它的主要构造包括：压缩机、冷凝器、节流阀和蒸发器。在蒸发器中处于低压低温的液态工质从低温热源吸取热量，蒸发为低压蒸气，通过压缩机作功成为高压高温的气态工质进入冷凝器中，把热量传给高温热源，放出潜热，冷凝成液体通过节流阀膨胀后又成为低压低温的液态工质，然后再进入蒸发器，不断地进行循环往复。

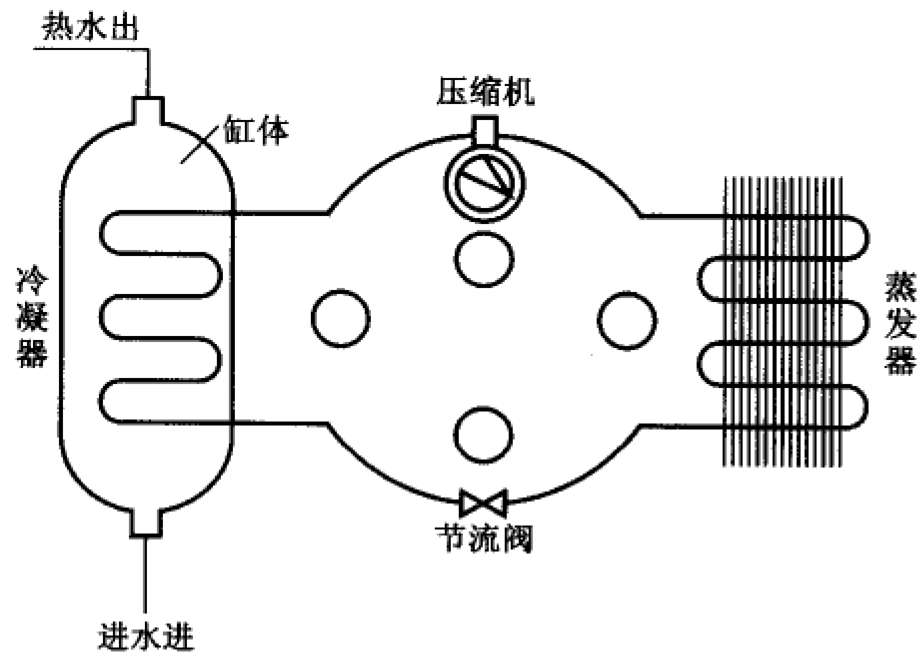


图 31－2

热力学第二定律表明，热量不可能自发地从低温物体传向高温物体。热泵是通过压缩机作功实现热量从低温向高温的转移，提高了能源的有效利用率，达到节能的目的。

热泵可以用来给房间供暖，将冷凝器放置在室内，而蒸发器在室外。当外界空气比室内空气冷时，热泵便从室外冷空气中吸取热量，然后把这些热量送入室内。如果使用电热器供暖，消耗 1 kW · h 电能最多只能得到 3 600 kJ 的热量；而用热泵供暖，只要有效制热系数 $\varepsilon_{py} > 1$，就能获得更多的热量。设室内要求维持 20 ℃ 的室温，室外空气温度为 －5 ℃，热泵工作有效系数 $\eta = 0.5$，则

$$\varepsilon_{py} = \eta \frac{T_1}{T_1 - T_2} = 5.86$$

即热泵消耗 1 kW · h 电能可以得到 $5.86 \times 3\ 600\ \mathrm{kJ} = 2.1 \times 10^4\ \mathrm{kJ}$ 的热量。或

者说为了获取相同的热量，热泵比电热器节省电能(5.86 - 1)/5.86 = 82.9%。

以比利时生产的TWS200型家用热泵为例，这种热泵可以把冷水加热供生活使用。它的缸体容积是200 L，压缩机功率为320 W。当环境温度为20 ℃时，一昼夜能够将578 L、15 ℃的冷水加热到55 ℃。热泵一昼夜消耗电能

$$W = 0.32 \times 24\ \mathrm{kW \cdot h} = 7.7\ \mathrm{kW \cdot h}$$

如果使用电炉把578 L、15 ℃的水加热到55 ℃，不考虑其他能量损失，需消耗电能

$$W' = Jcm\Delta t = 9.7 \times 10^4\ \mathrm{J} = 26.8\ \mathrm{kW \cdot h}$$

当热泵与电炉供热数量相同时，热泵比电炉节电

$$(26.8 - 7.7)/26.8 = 71.3\%$$

热泵的节能效果是明显的。

由于热泵的蒸发器具有吸热致冷的功能，而冷凝器具有放热制热的作用，因而利用热泵系统可以实现同时致冷与供热的双重功能，如用于工业生产中降温与烘干等处。这时热泵的综合效能为

$$\varepsilon_{综合} = \frac{制冷量 + 供热量}{热泵所消耗电能} \tag{6}$$

将式(6)与式(2)、式(3)对比可知，热泵的综合效能比单一工作状态时更高，经济效益更加可观。

参考文献

[1] 李平编. 热学. 北京：北京师范大学出版社，1989

[2] 沈建亚. 热泵及其应用. 物理教师. 1990，2

32 绝热去磁制冷

吴方平　解希顺

绝热去磁制冷法是由德拜和吉奥克等人与20世纪50年代发展起来的制冷方法。由于该法不需要在高温下运行的压缩机,因而具有结构简单,体积小,重量轻,无噪声,便于维修和无污染等优点。现在低温(16 K以下)磁制冷技术比较成熟。美国,日本,法国均研制出多种低温磁制冷冰箱,为各种科学研究制造极低温条件。例如用于卫星,宇宙飞船等航天器的参数检测和数处理系统中。磁制冷还用在氦液化制冷机上。而高温区(20 K以上)磁制冷尚处于研究阶段。

绝热去磁冷却由等温磁化和绝热去磁两个过程构成。由于后一个过程实现冷却而被如此命名。根据磁体的类别,绝热去磁法又可分为顺磁性盐绝热去磁与绝热核去磁法。前者一般可降温至mK数量级,后者通常可获得μK量级低温,两者制冷原理相似。下面我们从熵的观点出发,对磁制冷的原理给以定性说明。

熵是系统无序度的量度。当系统经历的是绝热过程时,系统的熵变为零。对磁介质来说,影响其熵变的主要因素是两个:一个是磁介质本身的温度T,二是施于磁介质的外磁场$\boldsymbol{B}_0$。因此,我们可以将磁介质的熵看成两部分组成:一部分受温度的影响,称为热熵,用S_T表示;另一部分受磁场$\boldsymbol{B}$的影响,称为磁熵,用S_B表示。于是系统的熵为$S = S_B + S_T$。磁制冷采用的介质为顺磁质。当进行绝热磁化过程时,介质内的分子磁矩的排列将由混乱无序到趋于与外磁场$\boldsymbol{B}_0$同向平行排列,即系统的磁化熵减少了,$\Delta S_B < 0$。因为绝热过程中系统的熵变为零,即$\Delta S = \Delta S_B + \Delta S_T = 0$,故$\Delta S_T > 0$,这表明磁介质分子的热运动剧烈程度增加,介质的温度升高。当绝热去磁时,介质内的分子磁矩的排列又恢复到磁化前的混乱状态,即无序度增加,磁化熵变大,$\Delta S_B > 0$,故$\Delta S_T < 0$,即受热运动影响的无序度减少,介质的温度降低。这便是绝热去磁制冷的基本原理。

在实际操作中，有三种类型的运转模式：热开关型磁制冷机，往复式磁制冷机和旋转式磁制冷机。日本川崎公司研究的旋转制冷机将磁介质做成小球状，充填入一个空心圆环中。使圆环绕中心轴旋转，转到冰箱外的半环受磁场作用，磁化放热；转到冰箱内的半环退磁，吸热制冷。

接下来，我们以顺磁性原子微观结构为出发点，讨论其在无外磁场和加外磁场时的行为特征，进而说明其对系统磁熵的影响。

磁制冷采用的顺磁性介质为稀土元素的盐类，大多数稀土元素的电子轨道角动量 $\boldsymbol{L}=0$，因而电子总角动量 $\boldsymbol{J}$ 实际是由总自旋角动量 $\boldsymbol{S}$ 构成，由这类稀土元素构成的顺磁盐类系统称为自旋系统。以自旋系统为研究对象，由玻尔兹曼公式

$$S=k\ln W \tag{1}$$

其中 S 为系统的熵，k 为玻尔兹曼常数，W 表示系统宏观状态包含的微观状态数。设系统由 N 个原子构成，对于自旋系统，当原子的总角动量为 $\boldsymbol{J}$ 时，相应的磁矩为

$$\boldsymbol{P}=-\frac{e}{m}\boldsymbol{J} \tag{2}$$

m 为电子质量。

在外磁场中，$\boldsymbol{P}$ 与 $\boldsymbol{B}$ 相互作用能为：

$$U=-\boldsymbol{P}\cdot\boldsymbol{B} \tag{3}$$

将(2)式代入(3)式得

$$U=\frac{e}{m}\boldsymbol{J}\cdot\boldsymbol{B}=\frac{e}{m}J_zB \tag{4}$$

其中 J_z 表示 $\boldsymbol{J}$ 在 $\boldsymbol{B}$ 方向的投影，而 $J_z=m_j\hbar$，m_j 为磁量子数，$m_j=j,j-1,\cdots,0,\cdots,-j+1,-j$，$j$ 为总量子数，则

$$U=\frac{e}{m}m_j\hbar B=2\mu_B m_j B \tag{5}$$

其中 $\mu_B=\dfrac{e\hbar}{2m}$ 叫做玻尔磁子。所以，在外磁场中自旋系统的能量状态分裂为 $2j+1$ 个能级，相邻两个能级的能级差均为 $2\mu_B B$。图 32－1 为无外磁场和有外磁场时原子能级分布及对应的分子磁矩取向：

现在作为两个极端的例子，我们来求图中两种情况下系统的磁熵。对于 $\boldsymbol{B}=0$ 情况，由于自旋可能占有的 $(2j+1)$ 个能级处于简并状态，因而 N 个原子的自旋能量是可以自由地占有 $(2j+1)$ 个能量状态中的任意一个，所以自旋系统在此情况下所有可能有的微观状态数为 $W=(2j+1)^N$，此时的磁熵为：

$$S_B=k\ln W=Nk\ln(2j+1) \tag{6}$$

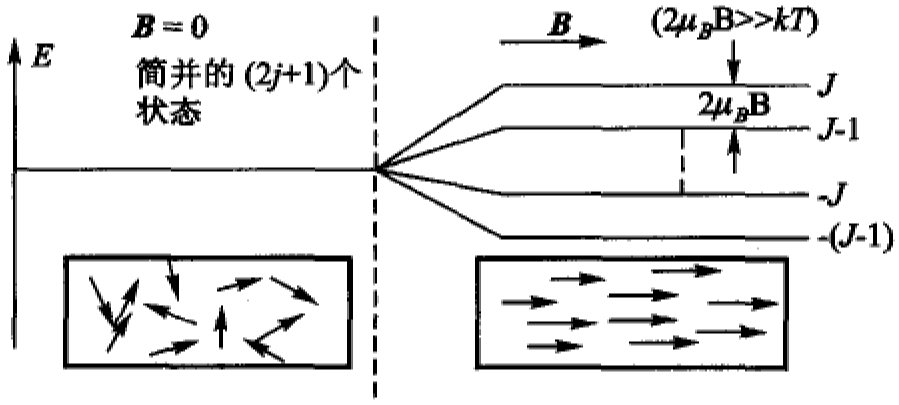


图 32 - 1

显然此时顺磁性原子的磁熵(无序度)最大,即

$$S_{max}=Nk\ln(2j+1) \tag{7}$$

当存在外磁场 $\boldsymbol{B}$,且 $2\mu_B B>>kT$,即低温强磁场时,由玻尔兹曼统计,分布原子处于能量为 U 的状态的概率为

$$P\propto e^{-U/kT} \tag{8}$$

将(5)式代入得

$$P\propto e^{-2\mu_B m_j/kT} \tag{9}$$

所以原子处于 $m_j=-j$ 的能量基态的概率最大,此时 $W=1^N=1$,磁熵为

$$S_B=k\ln W=Nk\ln1=0 \tag{10}$$

即原子磁矩完全有序,$\boldsymbol{P}$ 与 $\boldsymbol{B}$ 方向一致。

以上讨论了两种极端情况下的磁熵。一般情况下,当存在外磁场时,随着温度的上升,自旋不仅仅处于基态能级,而且也将占有激发态,所以在温度变化时,概率 P 是 $\boldsymbol{B}$ 与 T 的函数。温度越高,S_B 越大,所以 S_B 在 0 与 S_{max} 之间变化。

由以上分析可知,理想的工质应具备的条件是热熵 S_T 应尽量小,磁性离子密度要高,且 $\boldsymbol{J}$ 值要大以获得大的熵变,热传导率要高。现今科学工作者们正致力于高温磁制冷实用化的研究,主要包括寻找合适的磁材料,制造强外磁场和研究最合适的磁循环并解决循环所涉及的热交换问题。

参考文献

[1] 刘爱红.熵于绝热去磁制冷的物理原理.物理与工程,2001 年第 2 期
[2] 陈国邦.最新低温制冷技术.北京:机械工业出版社,1994

33 冰箱制冷

贾小兵

理想制冷机是以理想气体为工质的卡诺制冷机,其制冷系数为

$$\varepsilon_r = \frac{Q_2}{W} = \frac{T_2}{T_1 - T_2} \tag{1}$$

由于实际制冷机存在各种不可逆损耗,其有效制冷系数要小于同样工作在 T_1 和 T_2 两温度间的卡诺制冷机。

冰箱制冷的方法很多,根据制冷的工作原理,一般可分气体制冷,蒸气制冷和半导体制冷。蒸气制冷又有蒸气压缩式制冷,吸收式制冷等方式。

一　气体制冷

气体制冷所用的空气制冷机由压缩机、冷凝器、膨胀机及冷冻室组成,如图 33－1 所示。其工作过程是:经膨胀机绝热膨胀后的低温、低压(标准气压)气体进入冷冻室吸热;吸热后的低压气体再被压缩机吸入,经压缩后,温度和压力同时升高,该高温高压气流进入冷却器与冷却介质进行热交换,在冷凝器的出口得到高压常温气流,然后进入膨胀机进行绝热膨胀。重新获得常压低温气流进入冷冻室吸热制冷。如此循环,不断地得到低温。这种方法是最早采用的制冷方法,但由于效率低,目前仅应用于极低温度的制冷中。

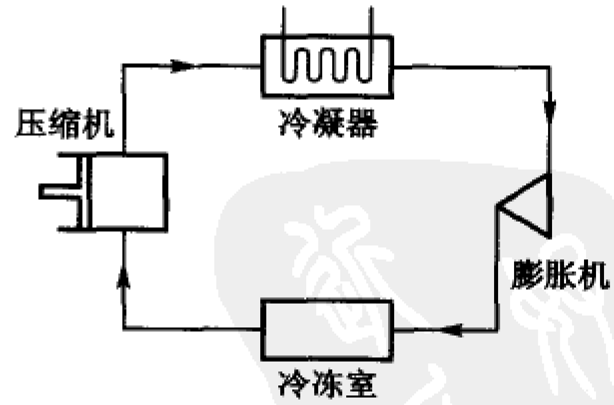


图 33－1　空气制冷机示意图

二　蒸气制冷

蒸气压缩式制冷是利用某些低沸点的液态工质[如氨(NH_3)沸点为 −33.5 ℃,汽化热为 1 366 kJ · kg^{-1},氟里昂 R_{12}(CCl_2F_2)沸点为 −29.8 ℃,汽

化热为 165 $kJ \cdot kg^{-1}$在不同压力下汽化时，吸收热量来实现制冷的。这是目前家用电冰箱所普遍采用的制冷方式，过去工质多用氟里昂。蒸气压缩式家用冰箱由压缩机、冷凝器（又称散热器）、毛细管和蒸发器等四部分构成，如图 33－2 所示。其工作过程如下：压缩机首先吸入在蒸发器中已蒸发制冷后的常温低压制冷工质蒸气，经压缩机活塞对其进行绝热压缩，使其内能增加，温度升高。因此，常温、低压的制冷工质蒸气经绝热压缩后成为高温、高压的干蒸气。经管道送入直径为 5～6 mm 铜管冷凝器，在一定压力下，经冷凝器冷却后，蒸气放出热量，通过空气自然对流带走，使干蒸气变为高压液体。经紧靠着冷凝器的出口过滤器，除去水分，杂质，制冷工质状态不变。再进入长约 2～4 m，其内径为 0.5～1 mm 的毛细管，由于管道的横截面突然缩小并有相当的长度从而在毛细管进出口之间形成相应压力下降，温度降低，此即毛细管的节流作用。同时，毛细管的全部长度几乎都穿在由蒸发器到压缩机的回气管中，回气管中工质温度比毛细管中的温度低，两者又相向流动。因此，在毛细管中的工质在流向蒸发器的同时，散发热量。由于毛细管的节流作用和散热共同作用，从毛细管流出的工质变为低温、低压液体，随后进入冷冻室蒸发器中，因压力大大减少，工质迅速汽化从周围物体吸热，使冷冻室温度降低。蒸发后的工质蒸气经回气管回到压缩机中，实现一次循环，如此往复，实现电冰箱的制冷目的。

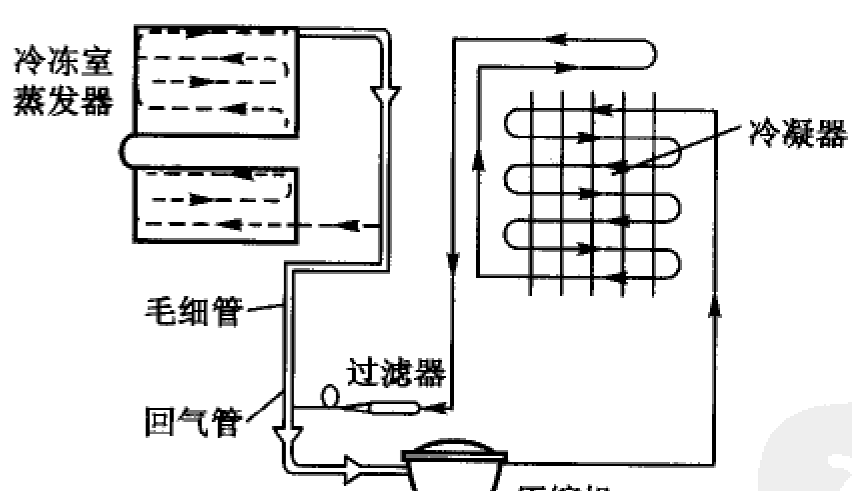


图 33－2　蒸气压缩式电冰箱示意图

三　半导体制冷

半导体式电冰箱采用半导体制冷又叫温差电制冷，它可使热量从低温物体移到高温物体。该类电冰箱利用珀耳帖效应，即用 N 型和 P 型两种半导体材料制成电偶，当电流流过半导体材料时，除产生不可逆的焦耳热外，在不同的接头

处出现吸热或放热现象，如图33－3所示。如果电流反向，吸热的接头处便放热，放热的接头处便吸热。吸收和放出热量与电流成正比。目前，用半导体制冷，温差可达150 ℃之多。当这种冰箱制冷容量超过几十升时，其效率小于压缩式制冷冰箱；但对小容量冰箱，它是相当优越的。在汽车上已使用这种小型半导体冰箱。由于这种冰箱具有无机械传动，不用制冷剂，无噪声等特点，将会被广泛应用。

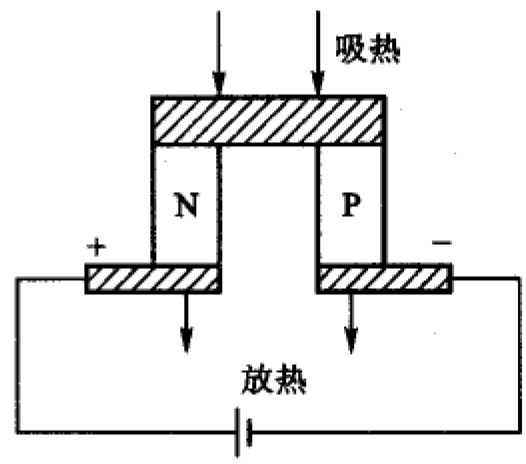


图33－3 半导体式电冰箱制冷示意图

参考文献

[1] 魏群主编. 电冰箱冷藏柜原理与维修200例. 北京：北京出版社，1993

[2] 吴云乔等编著. 家用电冰箱原理、使用和维修. 北京：清华大学出版社，1989

PDG

34 能制多少冰？

胡一飞

在两个恒温热源下工作的制冷机，其制冷系数为

$$\varepsilon = \frac{T_2}{T_1 - T_2} \tag{1}$$

这是一种极端理想的状况。

实际上，对放在室内的制冷机而言，室内环境就是制冷机散热的处所，散热时可认为室温 T_1 是恒定的；制冷机的冷库就是低温热源，其温度与置入冷库的被冷物体的温度有关，一般不是制冷机可达到的最低温度 T_2。假定被冷物体与冷库有良好的热交换，时时处于热平衡，其温度为 T，它随制冷机工作而逐渐降至 T_2。由此可见，制冷机在制冷过程中，其制冷系数 ε 是 T 的函数。在热平衡温度为 T 时，按定义有

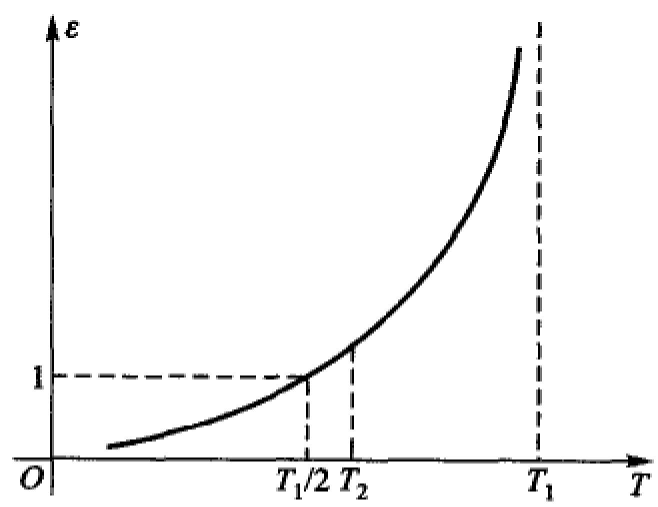


图 34－1

$$\varepsilon = \left|\frac{\mathrm{d}Q}{\mathrm{d}T}\right| = \frac{T}{T_2 - T} \tag{2}$$

T 可在 T_2 与 T_1 之间变化。制冷系数 ε 随冷库温度 T 的降低而减小；ε 随 T 的变化关系如图 34－1 所示。

现在举例说明当 $\varepsilon = \varepsilon(T)$ 时，如何计算制冷机的工作效果。

设有一制冷机，低温热源温度可达 －100 ℃，高温热源的温度为 35.0 ℃；所耗功率 1 500 W；它的制冷系数是可逆卡诺制冷机制冷系数的 $\frac{1}{3}$。现用此机将 25.0 ℃的水，制成 －10.0 ℃的冰。问每小时能制冰多少千克？（水的比热容

$c_1=4.19\times10^3\ \mathrm{J\cdot kg^{-1}\cdot K^{-1}}$,冰的比热容 $c_2=2.09\times10^3\ \mathrm{J\cdot kg^{-1}\cdot K^{-1}}$,熔解热 $\lambda=335\times10^3\ \mathrm{J\cdot kg^{-1}}$。)

实际发生的宏观热力学过程都是不可逆的,根据卡诺定理,不可逆热机的效率总是小于可逆机效率的。现已指明该机的制冷系数仅是可逆卡诺制冷机的$\frac{1}{3}$,这意味着它是不可逆机。按制冷系数定义和题给条件知,该机在低温热源温度为 T 时的制冷系数为

$$\varepsilon_{实}=\frac{1}{3}\varepsilon_{可卡}=\frac{T}{3(T_1-T)}=\frac{|\mathrm{d}Q|}{|\mathrm{d}W|} \tag{3}$$

忽略次要因素,可以近似认为制冷机从冷库吸收的热,就等于被冷物体放出的热。设每小时可制冰的质量为 m,则在热平衡温度附近的吸热

$$\mathrm{d}Q=mc\mathrm{d}T \tag{4}$$

将式(4)代入式(3),制冷机在吸热 $\mathrm{d}Q$ 时作功

$$\mathrm{d}W=3mc\left(\frac{T_1}{T}-1\right)\mathrm{d}T \tag{5}$$

其中,c 是被冷物体的比热容,T_1 为放热处的温度($T_1=308$ K)。在冷却过程中,有物相变化,比热容也不相同,必须根据式(5)分段计算制冷机所作的功。

1. 将质量为 m 的水,由 25 ℃(298 K)冷却到 0 ℃(273 K)时作功

$$W_1=3mc_1\int_{298}^{273}\left(\frac{T_1}{T}-1\right)\mathrm{d}T=3mc_1(T_1\ln T-T)\Big|_{298}^{273}=-25.0m\times10^3\ \mathrm{J} \tag{6}$$

2. 将质量为 m 的水,在 0 ℃冷凝成同温度的冰,作功

$$W_2=\frac{-\lambda m}{\frac{1}{3}\frac{T_0}{T_1-T_0}}=-129\ m\times10^3\ \mathrm{J} \tag{7}$$

3. 将质量为 m、0 ℃的冰,冷却到 −10 ℃(263 K),作功

$$W_3=3mc_2\int_{273}^{263}\left(\frac{T_1}{T}-1\right)\mathrm{d}T=-9.39m\times10^3\ \mathrm{J} \tag{8}$$

由式(6)、式(7)、式(8)知,制冷机作功为负值,实际上是消耗外界的功。将质量为 m、25 ℃的水制成 −10 ℃的冰,总共耗费外界的功

$$W=-(W_1+W_2+W_3)=1.63m\times10^5\ \mathrm{J} \tag{9}$$

这就是外界作功:$W=Nt$,所以

$$m=\frac{Nt}{1.63\times10^5}=33.1\ \mathrm{kg}$$

即制冷机每小时可制冰 33.1 kg。

此外,还可以运用熵增加原理,算出制冷机消耗的最小功,进而求得每小时制冰量 m。

同前仍然忽略制冷机冷库中空气等被冷却所耗费的功，认为制冷机的低温部分时时与被冷物体处于热平衡，而且与外界绝热。制成质量为 m、温度为 -10 ℃的冰，必须从中吸取热

$$Q_2 = mc_1(t - t_0) + m\lambda + mc_2(t_0 - t_2) = 4.61m \times 10^5 \text{ J}$$

制冷机同时要向散热处放热 Q_1。根据熵增加原理，整个体系的总熵变为

$$\Delta S = \Delta S_{散热处} + \Delta S_{低温源} + \Delta S_{机} \geq 0 \tag{10}$$

其中，制冷机循环总有

$$\Delta S_{机} = 0 \tag{11}$$

散热处温度 T_1 恒定，吸热 Q_1，故熵变为

$$\Delta S_{散} = \frac{Q_1}{T_1} \tag{12}$$

低温部分的熵变，就是被冷物体的熵变，它是由以下三部分组成的：

1. 水由 $T' = 298$ K 冷却到 $T_0 = 273$ K 的熵变

$$\Delta S_1 = \int_{T'}^{T_0} \frac{mc_1 \mathrm{d}T}{T} = mc_1 \ln \frac{T_0}{T'}$$

2. 在 T_0 时水冷凝成冰的熵变

$$\Delta S_2 = \frac{-\lambda m}{T_0}$$

冷凝时，水放热，故取负号。

3. 冰由 T_0 冷却到 $T_2 = 263$ K 的熵变

$$\Delta S_3 = \int_{T_0}^{T_2} \frac{mc_2 \mathrm{d}T}{T} = mc_2 \ln \frac{T_2}{T_0}$$

$$\Delta S_{低温源} = \Delta S_1 + \Delta S_2 + \Delta S_3$$

$$= mc_1 \ln \frac{T_0}{T'} - \frac{\lambda m}{T_0} + mc_2 \ln \frac{T_2}{T_0} \tag{13}$$

将式(11)、(12)、(13)代入式(10)，整理后有

$$Q_1 \geq mT_1 \left[c_1 \ln \frac{T'}{T_0} + \frac{\lambda}{T_0} + c_2 \ln \frac{T_0}{T_2} \right] = 5.15m \times 10^5 \text{ J} \tag{14}$$

若是可逆卡诺制冷机，式(14)取等号，即散热最少，耗费的功也是最小的，且为

$$W = Q_1 - Q_2$$

若是不可逆机，式(14)取大于号。如上所述，该机是不可逆机，意味着从被冷物体中汲取相同的热量 Q_2 时，要向散热处传递的热量 Q'_1 大于 Q_1，并且耗费较多的功 W'，该机所给条件可知，W'是 W 的 3 倍，因为

$$\varepsilon_{实} = \frac{1}{3}\varepsilon_{可卡} = \frac{Q_2}{3W}$$

$$= \frac{Q_2}{3(Q_1 - Q_2)} = \frac{Q_2}{Nt}$$

于是得到

$$3(Q_1 - Q_2) = Nt$$

代入上述数据,整理后得到

$$m = \frac{1\,500 \times 3\,600}{1.63 \times 10^5} \text{ kg} = 33.1 \text{ kg}$$

两种处理方法,得到同样的结果,都是以冷库温度在变化为基点的。其实,这也是一种理想模型。因为在制冷过程中,冷库内不一定时时都处在热平衡状态,冷库也不是完全绝热的。但是,这种模型是实际过程的良好近似。如果把制冷机看成是在两个恒温热源的条件下工作,就更加远离实际了。

参考文献

[1] 陈锡培,宣桂鑫.大学物理学自学丛书·热学.北京:知识出版社,1983
[2] 刘俊红.对一道热学习题解法的商讨.物理通报,1989,2

PDG

35 几种常见的电容传感器

苏惠惠　王肇庆

传感器是把被测物理量的微小变化精确地转换成便于测量、显示、记录和处理的电学量（如电感、电容、电压、电荷等）的装置，因此，传感器又叫变换器、换能器、敏感元件等。传感器是现代测控系统中不可缺少的重要组成部分，是连接被测对象和检测系统的接口。几乎每一项现代化的装置都离不开各种各样的传感器。

传感器的种类很多，本文主要介绍几种常用的电容传感器的物理原理。

电容传感器是将被测物理量（如位移，压力、厚度等）的微小变化转换成电容变化的一种装置。和其他传感器比较，电容传感器的优点很多，主要是测量的精度高、灵敏度高、稳定度高；可动部分质量小，因而动态响应较快；容易实现非接触测量；并且结构简单，易于制造，可以做得非常小巧，便于在许多电介质液体中使用。

电容传感器可以用各种类型的电容器作为传感元件。在大多数情况下电容传感器可以看作一种纯电容，为方便起见，以下仅以平行板电容器为例说明其物理原理。

一面积为 A 的平行平板电容器，其两极板间距为 $d(A \gg d^2)$，极板间充满介电常数（电容率）为 $\varepsilon(\varepsilon=\varepsilon_0\varepsilon_r)$ 的电介质时，该平行板电容器的电容为

$$C = \frac{\varepsilon A}{d} \tag{1}$$

当 A、d 或 ε 三个量中有一个量发生变化时，均可导致电容 C 的变化。电容传感器就是将被测物理量的变化转换成 d、A 或 ε 的变化进行测量的。因此，电容传感器就可分为极距变化型、面积变化型以及介质变化型三种。

一　极距变化型电容传感器

这种传感器常用于测量微小的线位移，且多是非接触测量。

1. 空气介质的变极距电容传感器

这种传感器的结构如图 35－1 所示。其中,"1"为连接被测物体的动极板,"2"为静止极板(固定极板)。当被测物理量变化导致动极板移动时,若极板间距 d 减小 Δd,那么电容器的电容改变量 ΔC 满足

$$C_0 + \Delta C = \frac{\varepsilon_0 A}{d - \Delta d} = \frac{C_0}{1 - \frac{\Delta d}{d}}$$

式中,$C_0 = \varepsilon_0 A/d$。故有

$$\frac{\Delta C}{C_0} = \frac{\Delta d}{d}\left[1 + \frac{\Delta d}{d} + \left(\frac{\Delta d}{d}\right)^2 + \cdots\right]$$

若$\frac{\Delta d}{d} \ll 1$,略去高次项便有

$$\frac{\Delta C}{C_0} = \frac{\Delta d}{d} \tag{2}$$

可见,这时 ΔC 与 Δd 的关系可近似看作线性关系。

这种传感器可用来检测压力。若动极板连接受压电极,则当压力变化时,极板间距 d 变化,从而导致电容 C 变化。当极板间距 d 变化很小时,压力与电容为线性关系。

这种传感器还可用来检测材料或零件承受冲击力时的状态。图 35－2 中的电容传感器极板间距约为 0.1 mm。它的一端用粘接剂贴在待测材料或零件上面。当待测物承受冲击力(如用摆式重锤敲打时)电容器的电容就要变化,这种变化可用触发式示波器观察,也可用磁记录机记录下来。

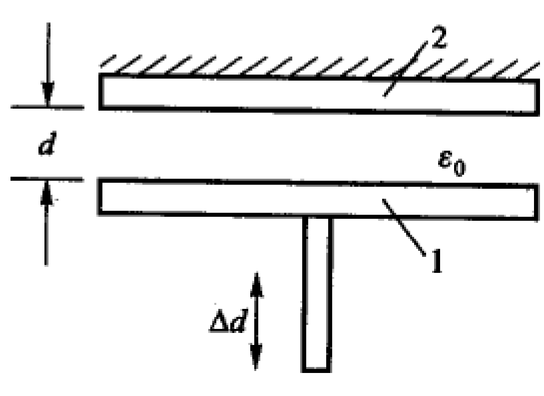


图 35－1

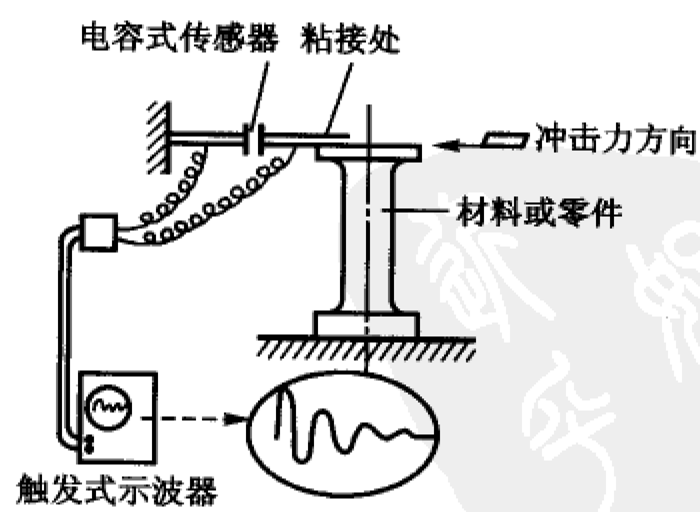


图 35－2

2. 有介质层的变极距电容传感器

这种传感器常用来测量厚度或厚度变化,其原理如下。若电容器的两极板

间充以两层不同的电介质。不妨设其中一层是空气($\varepsilon_1=\varepsilon_0$)。另一层是介电常数(电容率)为 ε_2 的待测厚度固体介质层($\varepsilon_2=\varepsilon_0\varepsilon_{r2}$如云母片,塑料片等),如图35－3所示。这时电容器的电容为

$$C_0=\frac{\varepsilon_0 A}{d_1+d_2/\varepsilon_{r2}} \tag{3}$$

由此可得,待测介质层的厚度为

$$d_2=\frac{\varepsilon_0\varepsilon_{r2}A}{C_0}-\varepsilon_{r2}d_1 \tag{4}$$

若待测物厚度变化(如厚度不匀的纺织品从电容器内通过)量为 Δd 时,可测出电容的变化量 ΔC,于是得

$$\Delta d=\frac{d_2+\varepsilon_{r2}d_1}{\varepsilon_{r2}-1}-\frac{\varepsilon_0\varepsilon_{r2}A}{(\varepsilon_{r2}-1)(\Delta C+C_0)} \tag{5}$$

式中,C_0 为标准厚度的纺织品通过电容器的电容。

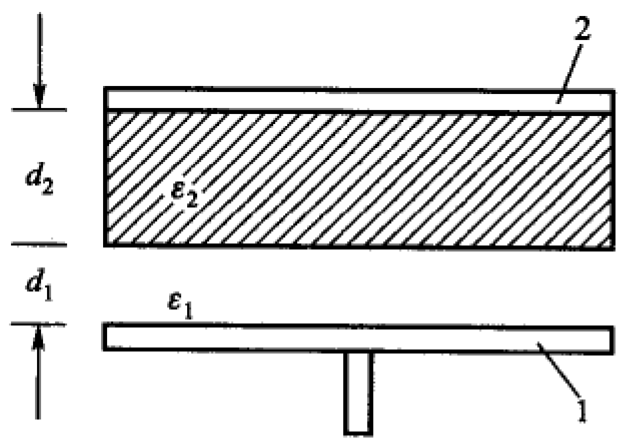


图 35－3

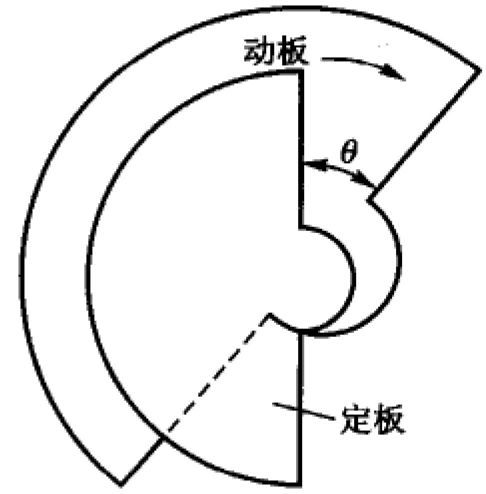


图 35－4

二　面积变化型电容传感器

这种传感器常用于测量角位移或较大的线位移。以下仅以测量角位移为例介绍角位移变面积型电容传感器。这种传感器常用于单联可变电容中,其结构如图 35－4 所示。

当电容器的一极板(动板)有一转角 θ 时,动板和定板之间相互覆盖的面积就发生变化,导致电容器的电容也随之改变。当 $\theta=0$ 时

$$C_0=\frac{\varepsilon A}{d}$$

当 $\theta\neq0$ 时

$$C = \frac{\varepsilon A\left(1 - \frac{\theta}{\pi}\right)}{d} = C_0\left(1 - \frac{\theta}{\pi}\right)$$

可见，电容的变化与旋转角度 θ 成线性关系。

三　变介电常数型电容传感器

这种电容器的结构亦如图 35－3 所示。若固体电介质的介电常数（电容率）增加 $\Delta\varepsilon_r$（如固体电介质为纺织品，当纺织品的湿度改变时会导致介电常数（电容率）ε_r 改变），则其电容增加 ΔC，于是有

$$C_0 + \Delta C = \frac{\varepsilon_0 A}{d_1 + d_2/(\varepsilon_{r2} + \Delta\varepsilon_{r2})}$$

通过测量 ΔC 间接测出 $\Delta\varepsilon_{r2}$。用此法可测量电介质的介电常数（电容率）。若待测介质为纺织品，用此法还可间接测量纺织品的含水量以及纺织品的厚度等。

图 35－5 所示为常用的电容式液位传感器的结构示意图。图中表示在被测液体介质中放入两个同心圆柱形极板，大圆柱内半径为 R，小圆柱外半径为 r。当被测液体的液面变化时，圆柱形电容器极板间电介质的高度发生变化，导致柱形电容器的电容变化。由柱形电容器的电容公式不难导出电容器的电容与液面高度 l_1 呈线性关系。从而可方便地测得液面的高度。

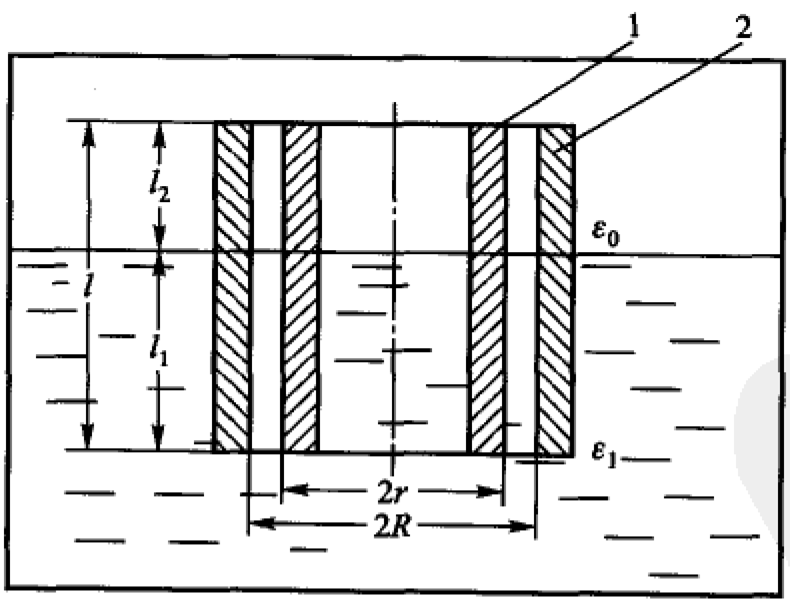


图 35－5

在实际应用电容传感器时，为了进一步提高传感器的灵敏度或减小非线性，大都采用差分式的结构，本文不再赘述。由于电容传感器的极板间距 d 一般很小，故为避免极间电介质被击穿，常在两极板间加入云母片。使用电容传感器时还需注意，其一般电容值较小，约为 pF（10^{-12} F）数量级，为减小连线的分布电容常选用高频电缆作各种连线。

参 考 文 献

[1] 严钟豪,谭祖根主编.非电量电测技术(修订本).北京:机械工业出版社,1989

[2] 王厚枢等编著.传感器原理.北京:航空出版社,1987

36 电容电感与动压测量

谈漱梅

在生产实际、科学研究、军事等很多领域中，常常需要进行动态压强测量。例如，枪炮膛内的压强测量，爆炸形成冲击波的压强测量，发动机燃烧室内压强的测量，等等。在进行动压测量时常利用传感器，将压强这种力学量变换成便于传送和测量的电学量。当被测压强不断变化时，相应的电学量也随着变化。

测压用的传感器种类很多，本文仅介绍利用电容和电感制成的两种较简单的测压传感器。

一　膜片式电容测压传感器原理

典型的平板电容器如图 36－1 所示，其电容量 C（忽略边缘效应）为

$$C = \varepsilon \frac{A}{d} \tag{1}$$

式中，A 是一个电极板的面积，d 是两个电极之间的距离，ε 是电介质的电容率。如果被测的压强控制 A 和 d 两者中的任一参数，就可得到与电容的增量 ΔC 相对应的压强 p 的函数关系 $\Delta C = f(p)$。膜片式电容测压传感器是利用间隙 d 的变化来测量动态压强的。

图 36－2 为膜片式电容测压传感器的示意图。当被测压强 p 作用在电容

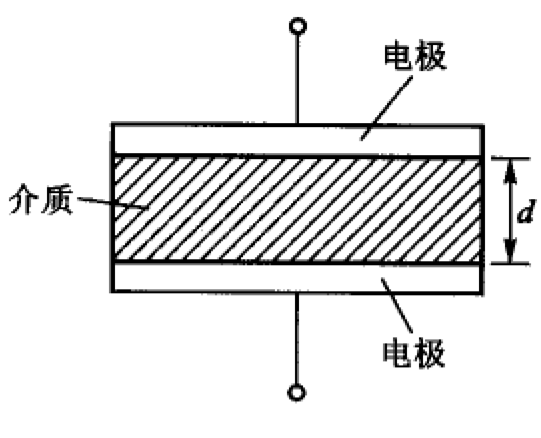


图 36－1

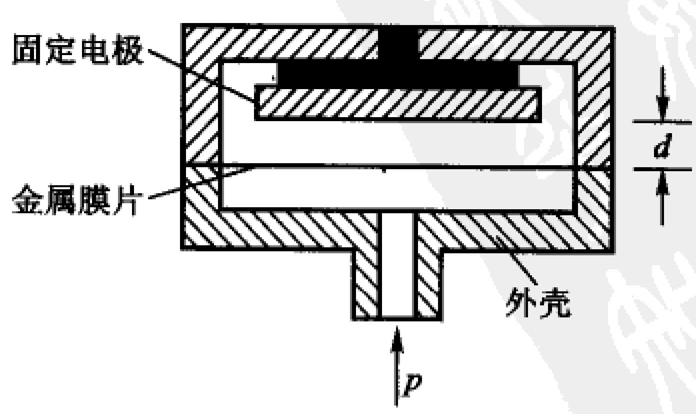


图 36－2

器一个电极板的金属膜片上时，膜片受力变形，间距 d 发生变化，因而传感器的电容量发生变化。

图 36－3 为张紧膜片在流体压强作用下的变形示意图。设膜片张紧在半径为 a 的圆形固定架上，其张力(单位长度的应力)为 f。当膜片受到单方向的流体压强 p 作用后，变成半径为 R 的球面。当膜片平衡时，如图 36－4 所示，在竖直方向力的平衡方程为

$$p\pi a^2 = 2\pi af\sin\theta = f2\pi a\frac{a}{R} = f2\pi\frac{a^2}{R}$$

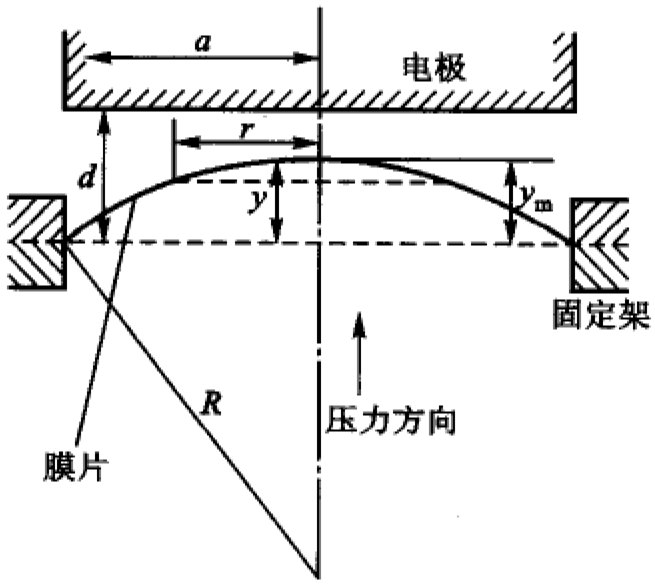


图 36－3

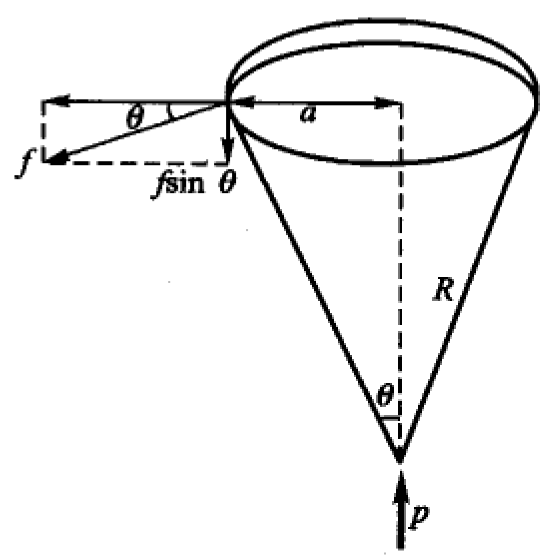


图 36－4

因此

$$\frac{2f}{p} = R \tag{2}$$

从图 36－5 可以看出，在任意半径 r 处，膜片的变形量 y 为

$$y = \sqrt{R^2 - r^2} - \sqrt{R^2 - a^2}$$

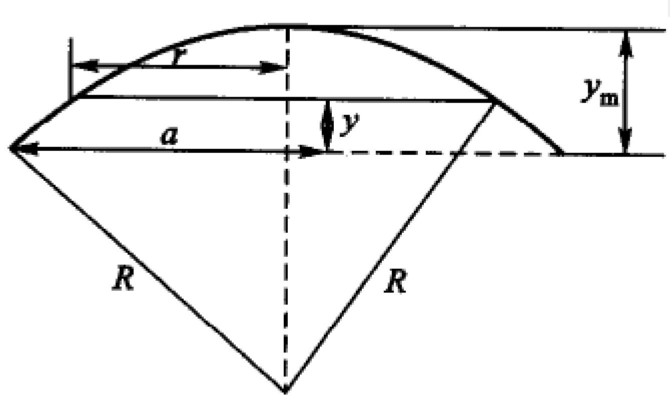


图 36－5

将式(2)代入上式得

$$y=\sqrt{\left(\frac{2f}{p}\right)^2-r^2}-\sqrt{\left(\frac{2f}{p}\right)^2-a^2}$$

$$=\frac{2f}{p}\left[\sqrt{1-\left(\frac{rp}{2f}\right)^2}-\sqrt{1-\left(\frac{ap}{2f}\right)^2}\right]$$

将上式右边的两项按二项式定理展开，得

$$y=\frac{p}{4f}\left[(a^2-r^2)+\frac{1}{16}\left(\frac{p}{f}\right)^2(a^4-r^4)+\cdots\right]$$

如果变形量很小，$(y_m/a)^2\ll 1$，则

$$y\simeq\frac{p}{4f}(a^2-r^2) \tag{3}$$

由电容的定义可知，在球面上，宽度为 dr，圆周长为 $2\pi r$ 的环形窄带，当它与固定极板之间的间距由 d 改变为 $d-y$ 后，它的电容变化为

$$dC=\frac{\varepsilon 2\pi r dr}{d-y}$$

在变形量很小，$y/d\ll 1$ 时，$\frac{1}{d-y}\simeq\frac{1}{d}\left(1+\frac{y}{d}\right)$。于是，上式可写成

$$dC=\frac{2\pi\varepsilon}{d}\left(1+\frac{y}{d}\right)rdr$$

而膜片变形后的总电容为初始电容 C 加上电容的增量 ΔC，其值应等于膜片上各环带与固定极板的电容之和，即

$$C+\Delta C=\int_0^a dC=\frac{2\pi\varepsilon}{d}\int_0^a\left(1+\frac{y}{d}\right)rdr$$

将式(3)代入上式，得

$$C+\Delta C=\frac{2\pi\varepsilon}{d}\int_0^a\left[1+\frac{p}{4fd}(a^2-r^2)\right]rdr$$

$$=\frac{2\pi\varepsilon}{d}\left[\frac{a^2}{2}+\frac{p}{4fd}\int_0^a(a^2-r^2)rdr\right]$$

上式中的第一项是膜片未变形时的初始电容 C，因此可得

$$\Delta C=\frac{2\pi\varepsilon p}{4fd^2}\int_0^a(a^2-r^2)rdr=\frac{\pi\varepsilon a^4}{8fd^2}p \tag{4}$$

可见，在变形量较小的情况下，电容的增量 ΔC 与被测压强 p 成线性关系，只要设法测得电容的增量，即可知道被测压强 p。

二 涡流式电感测压传感器原理

利用涡流效应可改变电感线圈电感的原理，也能测定动态压强 p。

如图 36－6 所示，一个空心线圈 L 由高频电源供电，在线圈的一端置有一块用非铁磁性材料制成的导电金属膜片，膜面与线圈的轴线相垂直。

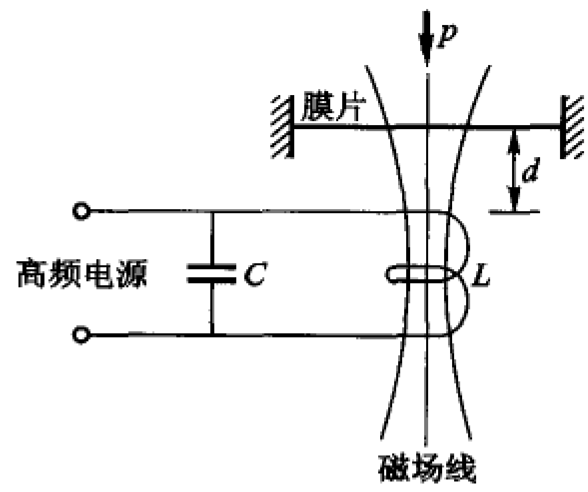


图 36－6

当高频电流输入电感线圈 L 时，线圈便产生变化的磁场。在变化磁场的作用下，靠近线圈的金属膜片感应出与线圈轴线同心的涡流，而涡流又产生一个磁场，使通过线圈的磁通量发生变化，这也是一种互感作用。由图可知，在被测压强 p 作用下，金属膜片将沿着线圈的轴线移动，膜片靠近线圈越近，互感越大；反之，则越小。因此，金属膜片在被测压强作用下发生位移时，电感线圈的等效电感与被测压强之间存在确定的函数关系。

可以证明，当金属膜片受被测压强的作用移近线圈 L 时，互感增强将导致线圈的等效电感减小，若用电学方法测出等效电感的变化，即可得知被测压强 p。

参 考 文 献

[1] 朱明武等编. 动压测量. 北京：国防工业出版社，1993
[2] 机械工程手册——机械振动. 北京：机械工业出版社，1978

PDG

37 高压输电线的电晕放电

陈立群

电能的传输应尽量减少损耗。然而,在阴雨天高压输电过程中能量的损耗却尤为严重,其原因是输电线上的电晕放电。

在阴雨天或空气湿度较大时,水雾会在高压线上聚集成水滴。水滴在重力和静电力作用下,逐渐伸长而形成尖端。由于在水滴尖端处的电荷密度最大,所以在水滴尖端附近处的电场强度也很大。当电场强度增大到足以使空气电离时,就会使水滴周围的空气产生尖端放电,这就是电晕放电现象。在电晕放电过程中,部分电能要转变为热能和光能。对于长距离的输送电,电晕放电使电能损失巨大。为减少这一损失,除使导线表面光滑之外,还要适当增大输电线的半径。下面对高压输电线附近的电晕放电作进一步的讨论。

设两根半径均为 r、间距为 d 的平行输电线,线间的电压为 U,如图 37-1 所示。一般输电线间的间距 d 较线径 r 要大得多,即 $d \gg r$。由静电学中电容的定义,可以求得平行输电线间单位长度的电容 C_0 为

$$C_0 = \frac{\pi\varepsilon_0}{\ln\frac{d-r}{r}} \approx \frac{\pi\varepsilon_0}{\ln\frac{d}{r}} \tag{1}$$

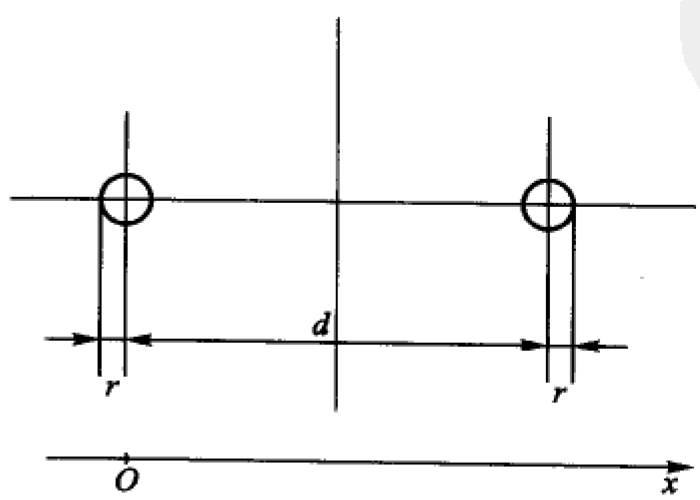


图 37-1

于是,输电线单位长度上的电量(即电荷线密度)λ 为

$$\lambda = C_0 U = \frac{\pi\varepsilon_0}{\ln\frac{d}{r}}U \tag{2}$$

取如图 37-1 所示的坐标,由高斯定理可得每根输电线附近的电场强度为

$$E_0 = \frac{\lambda}{2\pi\varepsilon_0 x} = \frac{U}{2\pi\varepsilon_0 x}\frac{\pi\varepsilon_0}{\ln\frac{d}{r}} = \frac{U}{2x\ln\frac{d}{r}} \tag{3}$$

水分子是有极分子,其相对电容率为 $\varepsilon_r = 81$。若水滴放在外电场中(其电场强度 E_0 的方向沿 Ox 轴正向)则水滴要被取向极化,从而使水滴出现正负束缚电荷。设水滴是半径为 R 的均匀极化球。极化电荷只分布在球面上。水滴表面上的极化电荷在球心所产生的附加电场的场强 E'①的大小为

$$E' = \frac{P}{3\varepsilon_0} \tag{4}$$

式中,P 为水的极化强度,$\boldsymbol{E}'$的方向与 $\boldsymbol{E}_0$ 的方向相反。考虑到水滴比较小,水滴内各处电场强度的变化不大,所以水滴内电场强度的大小为

$$E = E_0 - E' = E_0 - \frac{P}{3\varepsilon_0}$$

由于极化强度 P 与极化率的关系 $P = \kappa\,\varepsilon_0 E$,以及相对电容率 ε_r 与极化率的关系$\varepsilon_r = \kappa + 1$,上式可写成

$$E = \frac{3}{\varepsilon_r + 2}E_0 \tag{5}$$

把式(3)代入上式,得

$$E = \left(\frac{3}{\varepsilon_r + 2}\right)\frac{U}{2x\ln\frac{d}{r}} \tag{6}$$

式(6)表明,当 d、r 和 U 给定时,水滴内部的场强仅是 x 的函数,且与 x 成反比。如把极化后的水分子视为电偶极子,在非均匀电场中,该电偶极子一方面受到力矩作用,使其与外场取向一致;另一方面还将受到力的作用,该力 $\boldsymbol{F}_f$ 的大小为

$$F_f = q_- E_- - q_+ E_+ = q\left(\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x}\right)l = p\left(\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x}\right)$$

$\boldsymbol{F}_f$ 的方向指向导线,p 为水分子的电偶极矩,如图 37-2 所示。

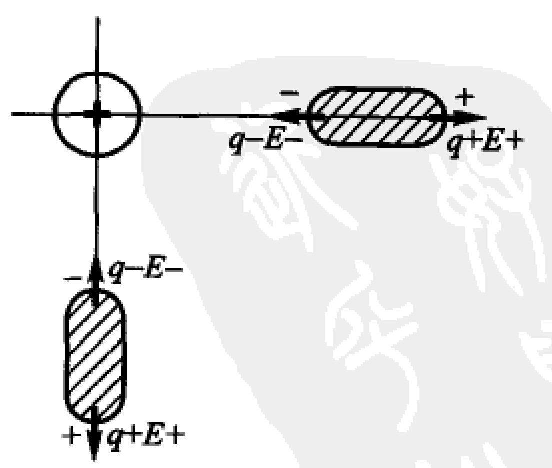


图 37-2

① 关于 $E' = P/3\varepsilon_0$,可参阅赵凯华、陈熙谋等编《电磁学》(第二版),高等教育出版社,1985

若单位体积内的水滴有 N 个水分子，则单位体积的水滴所受到的电场力 F 为

$$F = NF_f = Np\left(\frac{dE}{dx}\right) = P\left(\frac{dE}{dx}\right) = \kappa\varepsilon_0 E\left(\frac{dE}{dx}\right)$$
$$= (\varepsilon_r - 1)\varepsilon_0 \frac{d}{dx}\left(\frac{E^2}{2}\right) = \left(1 - \frac{1}{\varepsilon_r}\right)\frac{d}{dx}\left(\varepsilon_0\varepsilon_r \frac{E^2}{2}\right) \quad (7)$$

其中，水滴的电偶极矩为 $P = Np$。把式(6)代入式(7)得

$$F = \left(1 - \frac{1}{\varepsilon_r}\right)\left(\frac{3}{\varepsilon_r + 2}\right)^2\left(\frac{U}{2\ln\frac{d}{r}}\right)^2\frac{\varepsilon_0\varepsilon_r}{2}\frac{d}{dx}\left(\frac{1}{x^2}\right)$$
$$= -(0.231 \times 10^{-12})\left(\frac{U}{\ln\frac{d}{r}}\right)^2\frac{1}{x^3} \quad (8)$$

其中，$\varepsilon_r = 81$，$\varepsilon_0 = 8.85 \times 10^{-12}\ \mathrm{F \cdot m^{-1}}$。

输电线附近的小水滴，极化后除受到静电力 F 的吸引作用外，还受到重力的作用。

设单位体积水滴所受重力为 G，当 $G > F$，小水滴不会在输电线上汇聚。然而，当 $G < F$ 时，水雾将聚集在导线上而形成水滴，且逐渐被拉长而形成尖端，就可能在输电线周围出现电晕现象。当 $G = F$ 时，输电线处于电晕现象的临界状态，相应的距离 $x = x_0$，可视为在 U、d、r 为一定条件下的临界距离（在 SI 中，$g = 9.8\ \mathrm{m \cdot s^{-2}}$，而 $1\ \mathrm{m^3}$ 水的质量为 10^3 kg，故 $p = 9.8 \times 10^3\ \mathrm{kg \cdot m^{-2} \cdot s^{-2}}$），有

$$x_0 = \left[\frac{0.231 \times 10^{-12}}{9.8 \times 10^3}\left(\frac{U}{\ln\frac{d}{r}}\right)^2\right]^{1/3} = 0.287 \times 10^{-5}\left(\frac{U}{\ln\frac{d}{r}}\right)^{2/3} \quad (9)$$

由上式可见：当 $x > x_0$ 时，$G > F$，就不会产生电晕现象；反之，当 $x < x_0$ 时，$G < F$，就可能产生电晕放电现象。

综上所述，从防止电晕放电这一点考虑，就须选用较粗的输电线。

参 考 文 献

[1] P. 劳兰，D. R. 考森著. 电磁学原理与应用. 合肥：安徽教育出版社，1984. 196～198

38 一种测量人体静电电量的方法

刘纪元　高兴茹

静电学是物理学中的一门古老的学科，静电现象是人们在日常生活中经常看到的一种现象。随着科学技术的发展和人类社会的进步，发生在我们周围的人为静电现象日益增多，这种现象会破坏自然界原有的静电平衡状态，造成环境的静电污染，从而对人体自身产生危害或不良影响。如在干燥环境中，当一个人脱衣服（尤其是含有化纤的衣物）或在室内的地毯上行走之后，手触摸接地体或体积较大的金属物体（如门的把手、自来水管等）时，会有电击的感觉。人体由于自身的动作及与其它物体的接触、分离（摩擦）或感应等因素，可以带上几千伏甚至上万伏的静电。随着生产的发展，人体静电问题受到越来越广泛的重视。人体静电可能是危险场所的点火源，也可能使人体受到静电电击。目前，人体静电参数及其测试方法已成为现代静电学中的重要内容。

测试原理与装置

静电电荷量是反映带电体基本情况的最本质的物理量。直接决定着带电体产生静电放电的概率和危险性。静电电量的测量也就是静电电荷的测量，一般不可直接测量，而要通过测量其它有关参量来计算电荷量的多少。

人体（着装）不同于导体、绝缘体，在通常条件下人体电阻在数百欧姆至数千欧姆之间，故人体是一个静电导体。当人体被鞋、袜、衣服等所包覆，且这些物品一般是由化纤、棉、毛等材料制成的，此时对于着装人体来说，它就是由衣服、鞋、袜、人体组成的一个系统，此系统既不是导体也不是绝缘体，不可用简单易行的测试方法来准确测量其值。人体（着装）静电电荷量的测量，常采用的测试方法为：测量人体对地的有效电容 C，及此时人体对地的静电电位 V，由 $Q=CV$ 求得人体（着装）的电荷量 Q。电容、电位这两个参量的测量本应是一件很简单的工作，然而由于人体静电电容不像常规电容器那样有简单、易行的测试方法，而人体的电容与人体的身高、体重、性别、衣着、鞋袜和地面材料等因素有关，也

受测试方法的影响，目前国内外报道的测试和计算的结果相差较大。有较多的报道表明人体电容值约在 100 ~ 500 pF。人体（着装）静电电位的测量尤为困难，它与导体不同之处在于所带电荷不能转移，且电荷不一定完全分布在表面，不同位置的电位也不相同。故衣着的各处可以有不同极性的电荷，也可以有不同的电位值，对于人体（着装）系统来说用接触式或非接触式静电电压表测量的电位只是人体（着装）某一部分的电位，无法确定整个系统的电位。而采用本文所介绍的这种方法，可利用静电感应的原理，借助法拉第筒间接测量人体（着装）所带电荷量，这是一种简单、准确的方法。基于这种方法，我们设计并制作了一个大的法拉第筒，用其测量人体（着装）所带的净电荷量。测量装置如图38 －1。

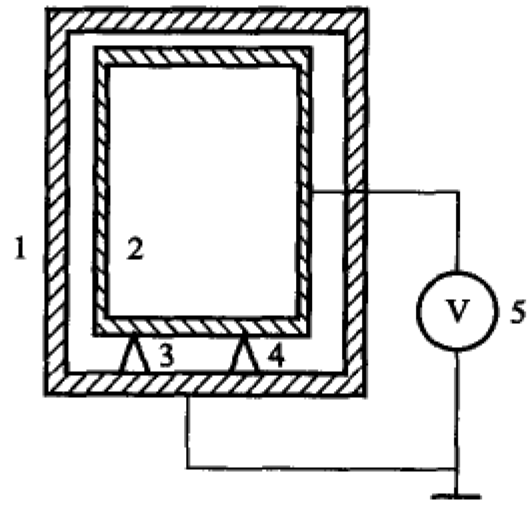


图 38 －1 测量装置
1. 外圆筒 2. 内圆筒
3、4. 绝缘介质 5. 静电电压表

图 38 －1 为利用法拉第筒测量人体带电装置的简图，主要有法拉第筒本身及静电电压表构成。从图中可见，法拉第筒有两个金属电极（即两个金属圆筒）一个包围在另一个中，内外圆筒与静电电压表两极分别相连接，外圆筒接地，内外圆筒之间用刚性绝缘介质间隔，内外圆筒都有带绝缘把手的金属门，这样测量带电体的电荷量时可保持电场（以电力线描写）必须全部封闭在该容器内。

测量原理为当被测带电体（着装人体）放入内圆筒时，由高斯定理可知：内筒上感应出与带电体电荷量等量的异性电荷，内圆筒外壁和外圆筒内壁也同样感应出与被测带电体等量的同性和异性电荷（包括测量仪表输入电容 C_b 上的电荷）。用接触式静电电压表与法拉第筒内、外圆筒相接，可测出它们之间的电压，设大小为 V，由下式计算带电体的电荷量 Q

$$Q = (C_F + C_b) V$$

式中 C_F 为法拉第筒内外筒间的电容，C_b 为测量仪表的输入电容。

利用法拉第筒测量时，所有仪表的输入电阻和法拉第筒的泄漏电阻均不应低于 $10^{14}\Omega$。C_F，C_b 可容易测得。通过此装置可测量不同条件下人体的带电荷量，如人在不同材料的地板上走过，进入法拉第筒，关好内、外筒门，由于静电感应，内圆筒的对地电位就迅速上升（对内、外圆筒所构成的电容器充电）达到最高电位 V，由上式即可算出人体所带的电荷量 Q。测量过程简单方便。此装置既可用做表演实验，又可做为学生的普物专题实验。

由实验结果可知，当在相同温度、湿度条件下，穿纯棉衣服时比穿化纤衣服所带电荷量要低得多，在不同温度、湿度条件下，湿度大则带电量荷低，正如夏天我们就不会感觉到静电电击，而在干燥的冬季常有电击的感觉，就是此道理。

学生在日常生活中对静电现象感受很深，并对此现象极有兴趣，通过此实验可使学生从定性、定量两个方面对静电现象有进一步的认识，增加有关静电学的知识、将所学物理知识与实际相结合。

参 考 文 献

[1] 鲍重光主编. 应用静电技术.
[2] 菅义夫主编. 静电手册. 科学出版社,1981

PDG

39 静电除尘器

张玉春

不少工业部门,在生产过程中会产生大量的烟尘。如处理不当,会严重污染大气环境。因此,“除尘”就成为现代化工业生产迫切需要解决的一个问题。在多种除尘方法中,电除尘技术自20世纪初问世以来,由于具有除尘效率高、电能消耗小、处理气量大、能处理高温及有害气体等优点,已被越来越多的生产部门所采用。如首钢在烧结、冶炼、电力等生产环节上使用了大型静电除尘器,其除尘效率可达99%以上,使外排粉尘量减少了94%。

一 电除尘机理及电除尘器的基本构造

电除尘是利用气体放电的电晕现象,使荷电尘粒在电场力的作用下趋向集尘极,从而达到除尘目的的。其除尘机理大致分为四个过程,如图39-1所示。

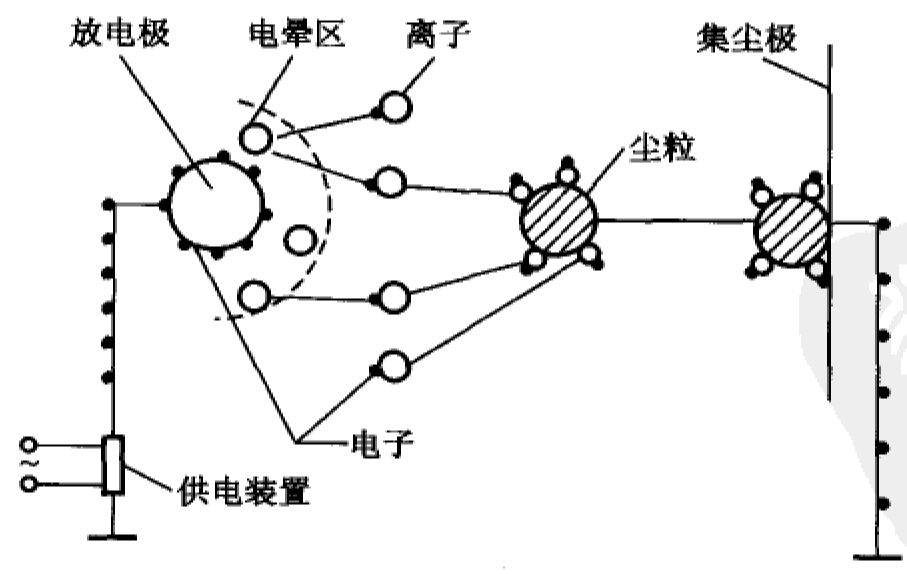


图39-1 电除尘机理示意图

1. 气体电晕放电 当施加在放电极与集电极间的电压在临界电晕电压与临界击穿电压之间时,放电极附近形成强电场,气体电离生成大量正、负离子,形成电晕区。在放电极附近可看到蓝色光点或条状光辉,并听到噼啪声。放电

极又叫作电晕极或电晕线，常与电源负极相连。

2. 尘粒荷电　气流中的尘粒与自由电子、负离子碰撞结合在一起，实现粉尘荷电。

3. 粉尘沉积　集尘极与电源正极相接，电场力驱使带有负电荷的尘粒迁移到接地的集尘极并释放所携带的电荷，沉积在集尘极上，实现净化气流的目的。

4. 消除积灰　通过振打或冲洗使积灰落入灰斗。

电除尘器的种类繁多。但基本上都是由壳体、气体分流装置，放电极与集尘极系统及供电系统等组成。工业上常用管式及板卧式两种。管式电除尘器（图39－2），将金属圆筒作为集尘极。在管心悬挂一根金属线作为放电极，称作电晕线。板卧式电除尘器由若干个独立的单元（电场）组成。图39－3为一个两级电场除尘器。每一电场由若干排平板状电极作为集尘极，每两平行极板间，平行排列数十根金属线作成的放电极。

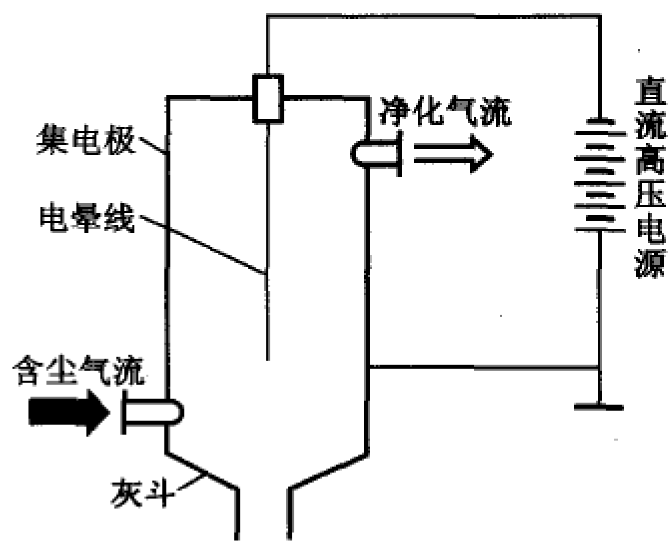


图 39－2　管式电除尘器

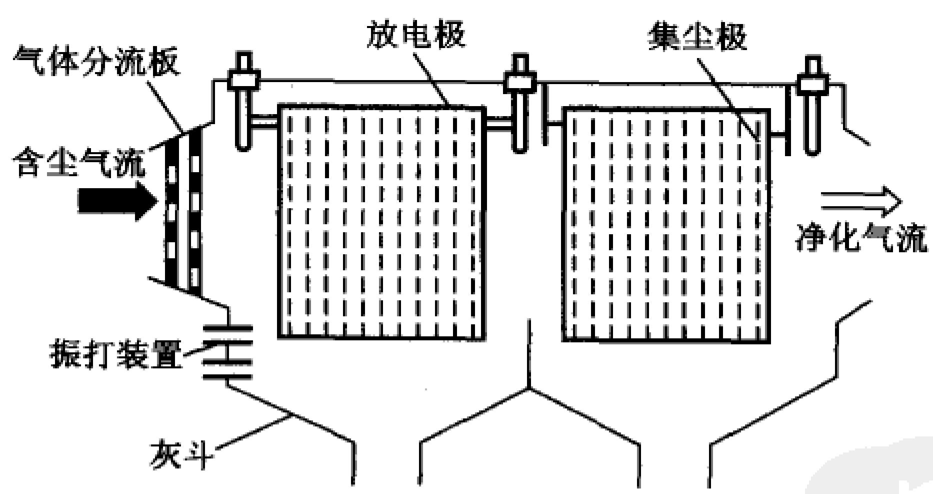


图 39－3　板卧式电除尘器

含尘气流从电除尘器入口处进入电场，将尘粒从气流中分离出去，净化气体由出口处排放。入口与出口处含尘浓度分别为 ρ_i 与 ρ_o，则除尘效率为

$$\eta = \frac{\rho_i - \rho_o}{\rho_i} \times 100\% \tag{1}$$

除尘的四个过程必须都进行得十分有效，才能提高除尘效率。为提高捕集尘粒的能力，常把集尘极作成C形或Z形，为提高电场的非均匀性，常把电晕线作成芒刺状或锥形截面。

二　电除尘器电场的理论计算

“除尘”是在放电极与集尘极之间的电场中进行的。若采用匀强电场，电压升高到临界值，会引起整个电场中的气体被击穿，产生火花放电。为维持稳定的电晕放电，必须选用非均匀电场。电除尘器运行时，必然有电晕电流存在，所以又是非静电场，因而场强的计算较为困难。一般常把电除尘器的电场视为静电场，并以所得结果为基础，再通过实验予以必要的修正，作为设计的依据。

1. 管式电除尘器电场的计算　图 39－4(a)中 r_a 与 r_b 分别表示电晕极与集尘极的半径，L 及 D 分别表示圆筒高度及直径。一般 L 为 3～5 m，D 为 200～300 mm，故 $L \gg D$，此时电场可认为是无限长带电圆柱面的电场。设单位长度的圆柱面带电荷为 τ，若施加电压 U 低于临界值，则没有电晕电流($i=0$)。用静电场高斯定理求出距轴线任意距离 r 处 P 点的场强为

$$\boldsymbol{E} = -\frac{\tau}{2\pi\varepsilon_0 r}\boldsymbol{e}_r \tag{2}$$

式中，$\boldsymbol{e}_r$ 为沿径矢的单位矢量。电场线如图 39－4(b)所示。

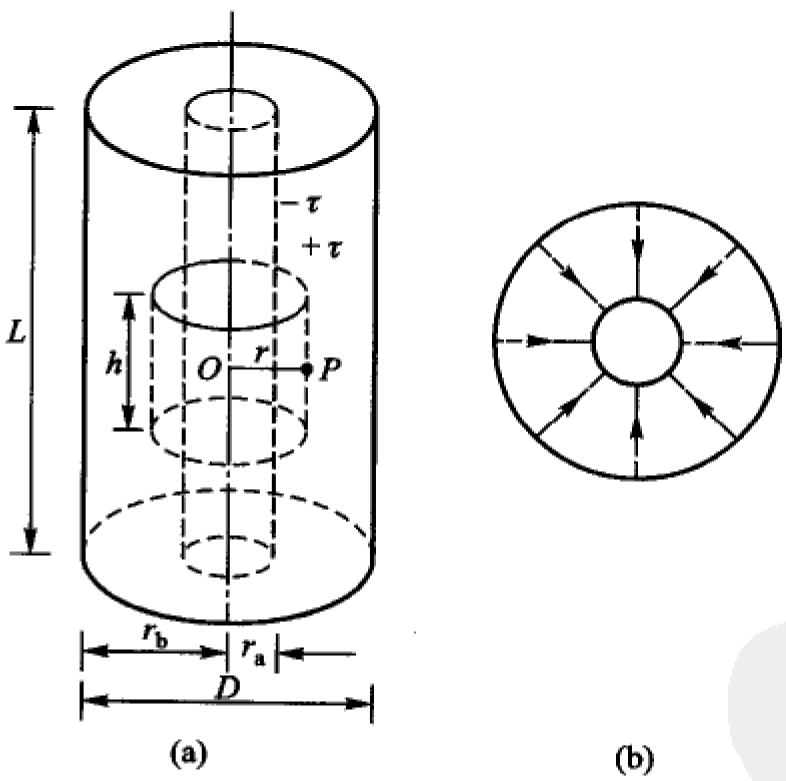


图 39－4　管式电除尘器电场强度的计算

两极间电压 U 与场强 $\boldsymbol{E}$ 之关系为

$$U = \int_{r_b}^{r_a} \boldsymbol{E} \cdot \mathrm{d}\boldsymbol{l}$$

将式(2)代入上式，积分后得

$$\tau = \frac{2\pi\varepsilon_0 U}{\ln \dfrac{r_b}{r_a}}$$

故

$$E = \frac{U}{r\ln\frac{r_b}{r_a}} \tag{3}$$

由式(3)画出如图 39－5 所示的曲线Ⅰ。

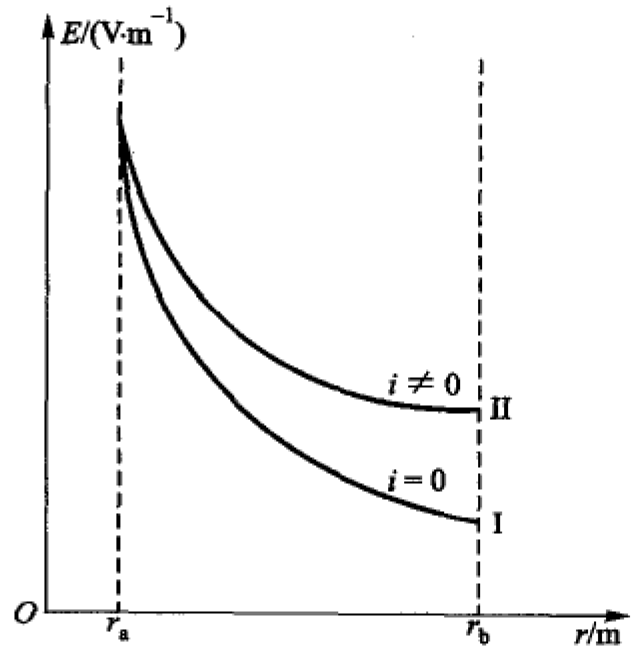


图 39－5 场强分布曲线

当发生电晕放电时，场强分布曲线如图 39－5 中之Ⅱ。但由于电晕电流 i 很小（一般为数十或数百毫安），所以曲线Ⅱ非常趋近曲线Ⅰ，静电场的电场强度公式(3)仍作为研究电除尘器电场的基础。

2. 板式电场的计算　电场结构如图 39－6 所示。集尘极的边长为 L，电晕线到板极的距离为 d，电晕线半径为 r_a，该电场的求解十分麻烦，常借助管式电场的计算公式，对此电场进行定性分析，把式(3)改写成下式

$$E = \frac{U}{r\ln\frac{d}{r_a}} \tag{4}$$

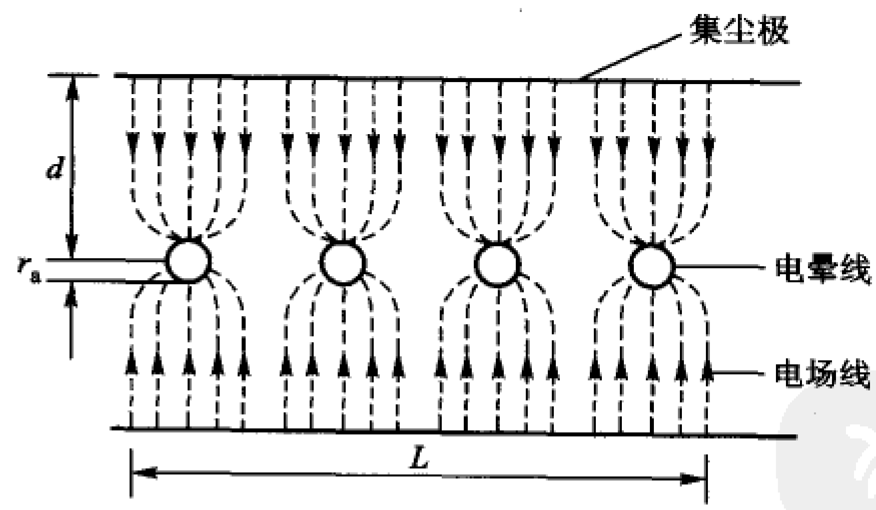


图 39－6 板卧式电场的计算

三 荷电尘粒在电场中运动

尘粒可看作质量为 m、半径为 a 的介质小球。在电场 E 中极化，对静电场边值问题求解得到尘粒电荷为

$$q = 4\pi\varepsilon_0\left(1 + \frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 2}\right)a^2E \tag{5}$$

荷电尘粒所受重力(mg)远小于电场力及介质阻力，故重力可忽略，其运动

方程为

$$m\frac{dv}{dt} = qE - 6\pi a\eta v \qquad (6)$$

式中,η 为介质的粘度,v 为荷电尘粒趋向集尘极的速度,也称荷电尘粒的趋近速度。解之,得

$$v = -\frac{qE}{6\pi a\eta}(1 - e^{-\frac{6\pi a\eta t}{m}}) \qquad (7)$$

式(5)及式(7)表明,场强对尘粒的电荷及趋进速度都有影响。因此,场强是决定除尘效率的重要因素。静电场是电除尘器的核心。对电场的研究具有重大意义。

进入 20 世纪 80 年代以来,电除尘技术飞速发展。我国也开始采用宽间距电场,脉冲供电及高炉煤气干法除尘等新技术。电除尘理论的研究引起人们的高度重视。

参 考 文 献

[1] 刘后启,林宏. 电除尘器. 北京:中国建筑工业出版社,1987

[2] 贾福林. 二烧机尾除尘系统及除尘器大修改造的实践. 首钢环保技术论文集(第一集). 1989

PDG

40 静电复印

王肇庆　苏惠惠

静电复印机自20世纪50年代投入市场以来得到越来越广泛的应用。静电复印又名干印，本文略去了复印过程中的工艺细节，仅就其基本原理作些简单的介绍。

静电复印是在一块厚度约为0.05 mm的光电导体薄片的表面上完成的。所谓光电导体就是在光的照射下它具有导电性能，而在不受光照射时它又是良好的绝缘体。一般的静电复印机中，该光电导体的薄片由一张大的接地的金属片衬底（一般为铝片）支撑（图40－1）。

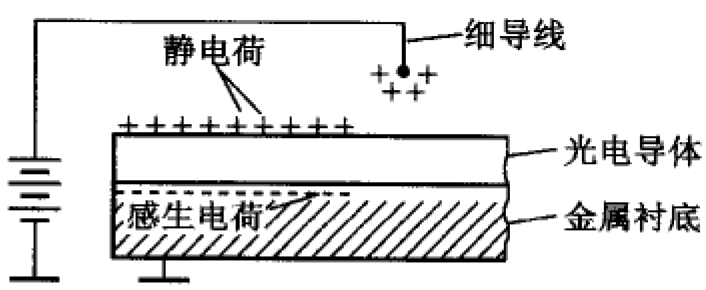


图40－1　充电过程

静电复印的过程主要分为以下四步：

第一步为充电过程。这个过程如图40－1所示，整个过程是在不受光照射的黑暗情况下进行的。

通常在图中的细导线上加以5 000 V的电压，这时细导线周围的空气中电场强度很大，足以使得细导线周围的空气分子被电离为自由电子和正离子。当细导线扫过光电导体的表面时，导线周围空气电离所产生的正离子在电场的作用下便均匀地附着到光电导体的上表面，使它被充电，充电后，其电位可达1 000 V左右。因为这个过程是在不受光照射的条件下进行的，所以光电导体表现出绝缘介质状态。由于静电感应现象，金属片衬底的上表面（与光电导体的交界面）被感应带上负电荷，而衬底的下表面因接地而不带电

荷。这样,充电过程使光电导体薄片的上下两个表面间形成了较大的电位差。

第二步为曝光过程。当光照射需要复印的原稿文件时,从原稿反射的光(具有原稿文件图像)照射到光电导体上,使光电导体曝光。这时光电导体表面各处接受到的光强度不同,如图 40 - 2 所示。在光照射的地方,光子被吸收并产生一对电子 - 空穴。由于光电导体被充电后上下两表面间的场强很大(达 1 000 V/0.05 mm $= 2\times10^{7}\ \mathrm{V\cdot m^{-1}}$ 的数量级),足以使电子和空穴被拉开。这时在光的照射下,光电导体表现出导电性能,即电子与空穴在光电导体中可以自由流动。于是电子在电场的作用下向上表面运动并与那里的正电荷中和,而空穴则向下表面(与金属衬底的交界面)运动并与那里的负电荷中和。

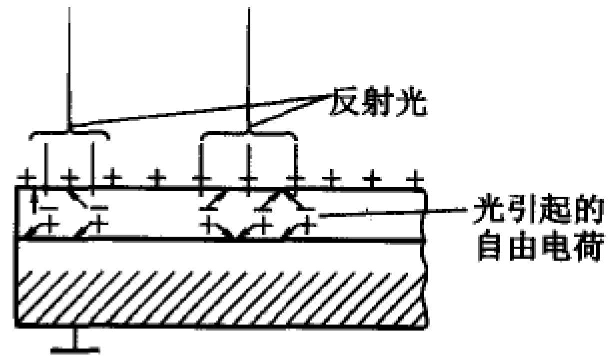


图 40 - 2 曝光过程

因此,凡是待复印的原稿上无字无图呈白色的地方,反射光强大,光电导体受光照射强,光电导体上表面在充电过程所带的正电荷完全消失;凡是待复印的原稿上有字或有图呈黑色的地方,反射光强为零,相当于光电导体未受光的照射,保留原来所充的全部正电荷;凡是待复印原稿上半白半黑的地方,反射光强较弱,光电导体受光照射较弱,光电导体上表面在充电过程所带的正电荷部分消失、部分保留。因此,光电导体上表面保留正电荷的多少正好反映了复印原稿的图像,从而在光电导体的上表面形成了一幅与复印原稿一致的静电图像(电荷分布图像),称为静电潜像。这是最关键的一步。

第三步为显像过程。静电复印的最终目的是将原稿文件复印到白纸上。为此,让带负电的细微颜料粒子(上色剂粒子)和光电导体表面接触,如图 40 - 3 所示。显然,这些上色剂粒子被吸引到带正电荷的区域,于是在光电导体表面上形成了清晰可见的图像,这个图像恰和复印原稿上的图像一致。

第四步为转印过程。将带正电的白纸放在光电导体上表面的上方,光电导体表面上的带负电的上色剂粒子便附着在白纸上,因此白纸上便出现了与复印原稿相同的图像。这时再让白纸短暂加热,那么上色粒子便熔合到白纸上,成为永久性的照相复制品,如图 40 - 4 所示。这便是复印件了。

为了重复以上的步骤,再行复印,残留在光电导体表面上的上色剂粒子需机械地清除,并通过全面的光照,使得残留在光电导体表面上的正电荷全部消除,道理和曝光过程的道理类似。经过这些处理,复印系统已经复原,又可重复以上四步再一次复印文件了。

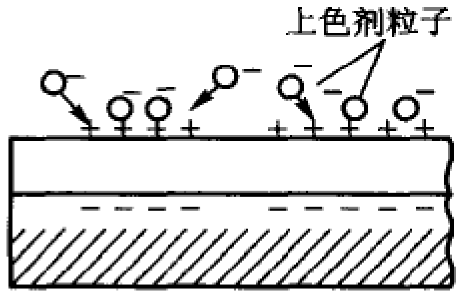


图 40－3 显像过程

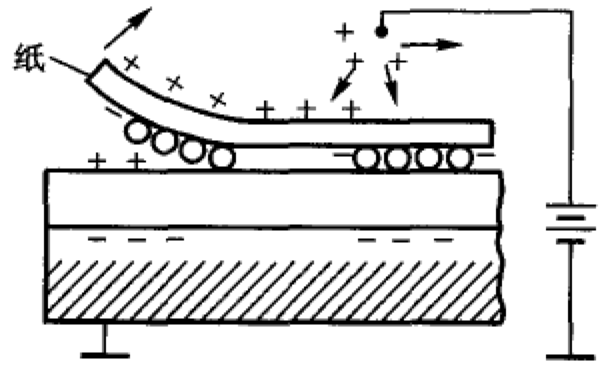


图 40－4 转印过程

当然，要完成以上各步都需要从工艺上给出保证，这里我们不予赘述。一般复印机的复印速率为几张每秒，而快速复印机，光电导体层往往做成可连续转动的滚筒或带子的形式，在其周围装上能完成以上各步复印过程的装置，用以提高复印的速率。

参考文献

[1] J. H. Dessauer and H. F. Clark. Xerography and Related Processes. New York: Focal Press, 1965

[2] R. M. Schaffert. Electrophotography reved. New York: Focal Press, 1973

41 静电透镜

佘守宪　丁世荣

在示波器、电视显像管等电真空器件中都需要将电子束聚焦，以便在荧光屏上形成清晰的光点，这时常采用静电透镜来达到此目的。使具有旋转对称形状的金属电极系统中的每一个电极具有一定的电位，就可以产生旋转对称的静电场。这种电场对带电粒子的运动轨迹发生折射作用，这与光学中透镜对光线的作用相似，故把这样的电极系统称之为静电透镜。

图 41－1 画出了示波器的典型结构：在一个密封的真空管内，装有电子枪、偏转系统和荧光屏三个基本部分。电子枪由灯丝、阴极 K、控制极 W、第一阳极

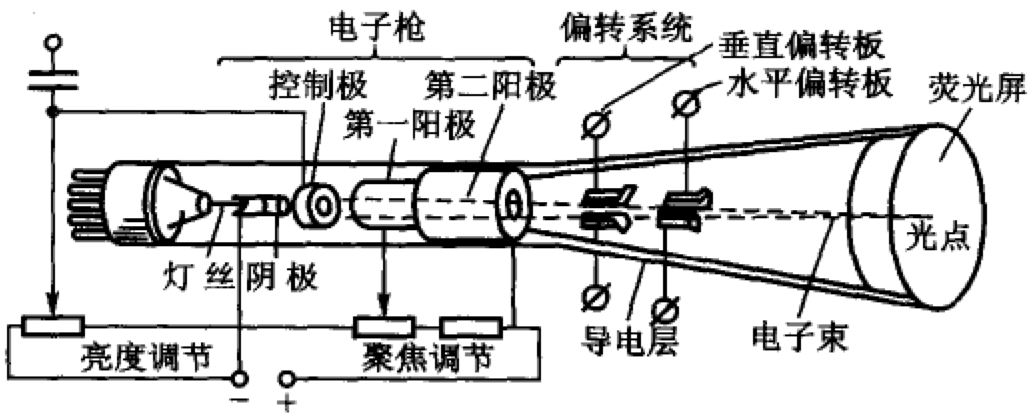


图 41－1　示波管的基本结构

A_1 和第二阳极 A_2 组成。在电子枪中，K、W 和 A_1 组成预聚焦透镜，A_1 和 A_2 组成主聚焦透镜。

为了说明预聚焦透镜对由阴极发射出来的电子束的会聚作用，先看一看电子通过开有小圆孔的金属片的情形。设图 41－2 中的左板电位为 0，右板电位为 100 V，在两板之间放置一开有小圆孔的金属片，其上电位为 0，则小孔中心的等位面凸向左板。由于电场强度 $\boldsymbol{E}$ 的方向与等位面垂直且由高电位指向低电位，因此，电子通过小孔时将受到指向

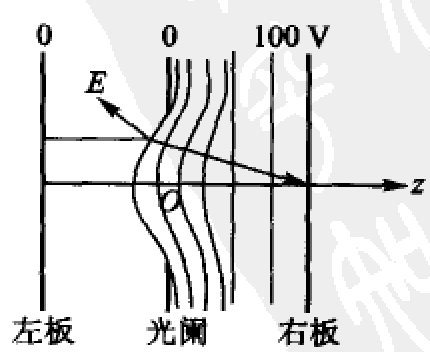


图 41－2　单光阑透镜的等位面分布

中心轴的电场力作用，使其轨迹向中心轴弯曲，最后与轴相交，可见，这种开有小圆孔的金属片对电子束有会聚作用。这种开有小圆孔的金属片就叫做单光阑透镜。

电子枪中的电极都是圆筒状的，阴极 K 几乎完全被控制极 W 所包围，阴极发射面与 W 上的小圆孔相对（图 41－1），加在 W 上的电位通常很接近 K 上的电位，而 A_1 则具有较高的电位，于是形成如图 41－3 所示的电位分布。可以看出，控制极 W 上小孔附近的电位分布与图 41－2 中的电位分布相似，故它对电子束有会聚作用。在这里，作为一种近似，可以把控制极 W 看作一个单光阑透镜。

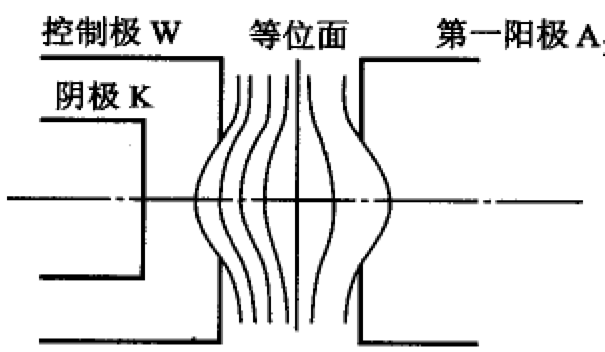


图 41－3　电子枪预聚焦透镜的等位面

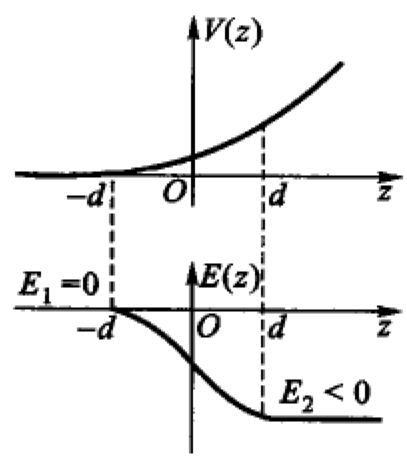


图 41－4　单光阑透镜轴上的电位和电场强度分布

单光阑透镜轴上电位分布的特点是透镜两侧轴上的电场强度值为不相等的常数。对于如图 41－2 所示的单光阑透镜，以圆孔中心为坐标原点、以中心轴为 z 轴建立一圆柱坐标系，则轴上的电位和电场强度分布大致如图 41－4 所示。我们仅讨论在对称轴附近沿轴线方向运动且速度大小相等的电子束通过圆孔时的行为，这种电子束称为近轴射线。在近轴条件下，电子的偏转仅与对称轴附近的径向电场强度 E_r 有关，若在圆孔两侧距离大于 d 处，E_r 的作用可忽略，则透镜的有效作用范围为 $2d$。设透镜的焦距 f 远大于 $2d$，这样的透镜就叫做薄透镜。下面在近轴条件下求薄的单光阑透镜的焦距表示式。

离轴线距离为 r 的电子（电荷为 $-e$）通过圆孔时，在径向电场起作用的区域里（$-d<z<d$），电子受到径向力 F_r 的作用，即

$$F_r = -eE_r \tag{1}$$

轴向速度为 v_z 的电子，在 $\mathrm{d}t$ 时间间隔内通过的距离为 $\mathrm{d}z$，$\mathrm{d}z=v_z\mathrm{d}t$，同时也获得一径向动量 $\mathrm{d}p_r$，即

$$\mathrm{d}p_r = F_r\mathrm{d}t = -\frac{eE_r}{v_z}\mathrm{d}z \tag{2}$$

由于电子初始径向速度为零，则电子通过圆孔后所获得的总径向动量为

$$p_r = \int F_r \mathrm{d}t = -\frac{e}{v_z}\int_{-d}^{d} E_r \mathrm{d}z \tag{3}$$

这里忽略了电子通过圆孔时轴向速度的变化。高速运动的电子通过薄透镜时，其轴向速度的变化与轴向速度相比甚微，故这种近似是合理的。

为了求出式(3)中的定积分，可应用静电场的高斯定理。以 z 轴为中心轴作一个半径为 r、长度为 $2d$ 的圆柱形高斯面，其两底分别在 $z=-d$ 和 $z=d$ 处（如图 41－5）。在圆柱的两端面处，电场是均匀的，且沿轴线方向，则通过两端面 S_1 和 S_2 的电通量分别为 $-\pi r^2 E_1$ 和 $\pi r^2 E_2$。在圆柱的侧面上，只有径向分量 E_r 对电通量有贡献，通过侧面的电通量为 $2\pi r\int_{-d}^{d} E_r \mathrm{d}z$。由于柱面内没有电荷，根据静电场的高斯定理知，通过整个柱面的电通量为零，由此求得

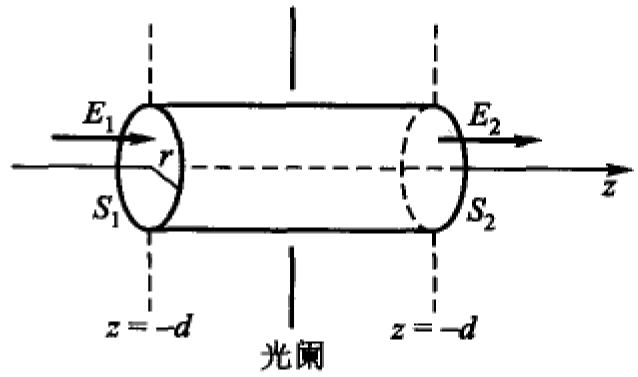


图 41－5　圆柱形高斯面

$$\int_{-d}^{d} E_r \mathrm{d}z = -\frac{1}{2}r(E_2 - E_1) \tag{4}$$

将式(4)代入式(3)，便求得电子通过圆孔后所获得的径向动量

$$p_r = -\frac{er}{2v_z}(E_1 - E_2) \tag{5}$$

设电子通过圆孔后向轴线 z 的偏转角为 α（如图 41－6 所示），则有

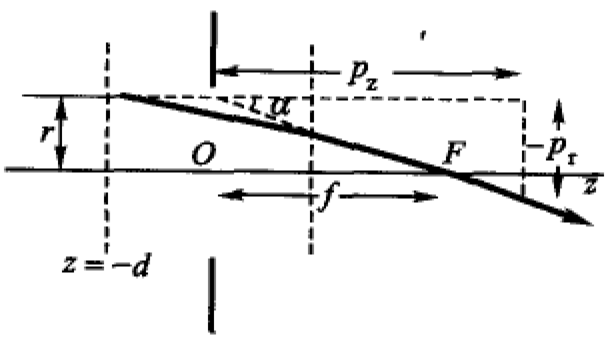


图 41－6　电子通过聚焦孔的轨迹

$$\tan\alpha = \frac{-p_r}{p_z} \tag{6}$$

在光学中，当离轴线距离为 r 的一束光线通过焦距为 f 的薄透镜时，它被偏转了一个角 α，则有

$$\tan\alpha = \frac{r}{f} \tag{7}$$

由以上三式，并考虑到 $p_z = mv_z$，可得

$$f = \frac{2mv_z^2}{e(E_1 - E_2)} = \frac{4\left(\frac{1}{2}mv_z^2\right)}{e(E_1 - E_2)} = \frac{4E_0}{e(E_1 - E_2)} \tag{8}$$

上式中，$E_0 = \frac{1}{2}mv_z^2$ 为电子通过圆孔时的动能。上式表明，f 值与 r 无关，可见所有平行于 z 轴的近轴电子通过圆孔后都会聚于 z 轴上的 F 点，f 就是此种静电透

镜的焦距。这个焦距公式是在非常粗略的近似下导出的,但实验结果表明,其精确度尚能令人满意。

最后需要指出的是:单光阑透镜很少单独作为聚焦透镜使用,它往往是一些静电透镜的组成部分。例如,可以把电子枪中预聚焦透镜近似看作是由两个单光阑透镜组成的。

参考文献

[1] 克雷洛夫.电真空技术的物理基础.北京:人民教育出版社,1955
[2] I. S. Grant 等著.电磁学.刘岐元等译.北京:人民教育出版社,1982

PDG

42 电器接地与危险区域

陈立群

一般的电力设备都要有接地的装置。其目的，除保证电力设备正常工作外，更重要的是保证人与电力设备的安全。因此，也称为保护接地。

接地的方法是将金属导体埋入土中，再用接地线将设备与导体连接起来。埋入地内的导体或导体系统称为接地体。接地体与接地线总称为接地装置。电流由接地体流向大地，通常将接地装置对地的电压和流入地中的电流的比值称为接地电阻。它实际上包括接地体本身的电阻、接地导线的电阻、接地体与地之间的接触电阻及地中电阻。但前三者的电阻一般都比地中的电阻为小，因此，可近似用地中的流散电阻作为接地电阻。

当电流通地时，在地面上将产生电压降。而人在接地体附近行走时，因为两脚跨距之间存在电压降，则此电压降在人体内会形成环行电流，该电流可能会构成对人体生命的威胁。为此，需要研究地中电流之分布。要讨论电流的分布，首先要计算流散电阻。

一般电力设备是在工频(50 ~ 60 Hz)条件下工作的。因此，地中的电流场可用静电模拟法讨论。计算接地电阻时，须知土壤的电导率，而土壤的电导率与土壤结构及成分有关，一般是非均匀的。因为土壤的电导率很小(平均约为 $10^{-2}\ \mathrm{S \cdot m^{-1}}$)，在离接地体不远的地方，电流密度已大为减小。所以，在 20 m 左右的范围内，电导率 γ 可视作均匀的，电流从导体向各方向流散。因为导体的电导率远比土壤为大，接地体表面可视作等位体，接地体附近的电流线垂直于该导体。

设接地体是一半径为 a 的半球形导体，如图 42 - 1 所示。球表面是个等位面，其电位为 V_0(取 $V_\infty = 0$)。自接地体流出的电流为 I，到离球心为 r 处的电流密度 j_r 为

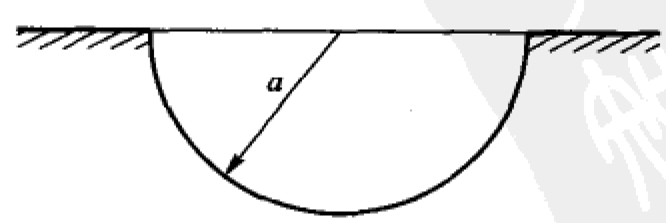


图 42 - 1

$$j_r = \frac{I}{2\pi r^2} \tag{1}$$

按电流场中电流密度 j 与电场强度 E 之关系 $\boldsymbol{j} = \gamma \boldsymbol{E}$ 可得

$$E_r = \frac{j_r}{\gamma} = \frac{I}{2\pi r^2 \gamma} \tag{2}$$

于是球面上($r = a$)的电位为

$$V_a = \int_a^\infty \boldsymbol{E} \cdot \mathrm{d}\boldsymbol{r} = \frac{I}{2\pi a \gamma} \tag{3}$$

从而可得半球形接地体的流散电阻为

$$R = \frac{V_a}{I} = \frac{1}{2\pi a \gamma} = \frac{1}{2\pi} \frac{\rho}{a} \tag{4}$$

式中,ρ 为电阻率。

当接地体是一半径为 a 的球体(图 42-2)时,由上述讨论可得在离球心为 r 处的电流密度 j_r 为

$$j_r = \frac{I}{4\pi r^2} \tag{5}$$

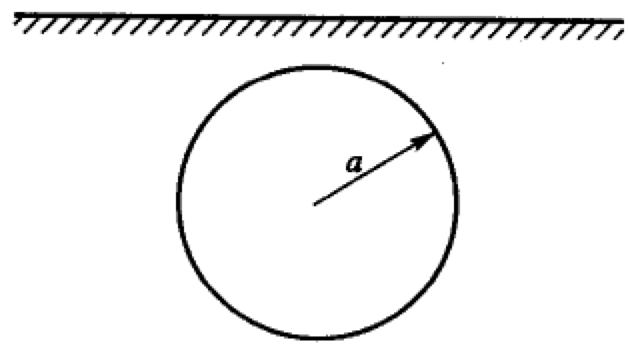


图 42-2

因而球面上($r = a$)的电位为

$$V_a = \frac{I}{4\pi a \gamma} \tag{6}$$

于是球形接地体的流散电阻为

$$R = \frac{V_a}{I} = \frac{1}{4\pi a \gamma} = \frac{1}{4\pi} \frac{\rho}{a} \tag{7}$$

当电流在土壤中流过时,在地面上,任意两点间有电压降。一般来说,人的跨步距离 b 约为 0.8 m。在此距离之间的电压称为跨步电压。若接地体是一半球形导体,则距半球体为 r 处的跨步电压为

$$\begin{aligned} U &= \int_r^{r+b} \boldsymbol{E} \cdot \mathrm{d}\boldsymbol{r} = \frac{I}{2\pi \gamma}\left(\frac{1}{r} - \frac{1}{r+b}\right) \\ &= V_a \frac{ab}{r(r+b)} \end{aligned} \tag{8}$$

若接地体是一球形导体,距球体为 r 处的跨步电压为

$$\begin{aligned} U &= \int_r^{r+b} \boldsymbol{E} \cdot \mathrm{d}\boldsymbol{r} = \frac{I}{4\pi \gamma}\left(\frac{1}{r} - \frac{1}{r+b}\right) \\ &= V_a \frac{ab}{r(r+b)} \end{aligned} \tag{9}$$

由于实际上影响安全的是通过人体的电流,当通过人体的工频电流达 0.1 A

时就会危及生命。因此，跨步电压不得大于安全值(我国规定为50～70 V)。跨步电压大于安全值 U_K 的区域为危险区。操作者应避开此区域。如何确定区域范围呢？若以半球接地体的球心为中心，以 r_0 为半径作一圆，并规定在此圆内为危险区域。由下式

$$U_K = \int_{r_0-b}^{r_0} \boldsymbol{E} \cdot \mathrm{d}\boldsymbol{r} = V_a a\left(\frac{1}{r_0 - b} - \frac{1}{r_0}\right) \approx \frac{ab}{r_0^2}V_a \tag{10}$$

可得

$$r_0 = \sqrt{\frac{V_a ab}{U_K}} = \sqrt{\frac{IRab}{U_K}} \tag{11}$$

由式(11)可见，要缩小危险区域的范围，需减小流散电阻 R。为此，一般采用增大、增长接地体的几何尺寸。但这个办法对土壤电阻率较高的地区，收效不大且不经济。所以，有时采用降阻剂设法降低接地体的电阻，缩小危险区。总而言之，对操作者应明确电力设备的危险区，确保安全生产，对设计者应设法缩小危险区，留出更大的安全空间。

参 考 文 献

[1]　冯慈璋主编. 电磁场. 北京：人民教育出版社，1980. 112～116

[2]　谢处方，饶克谨编著. 电磁场与电磁波. 北京：人民教育出版社，1980. 85～86

43 用物理方法消除高氯酸铵粉料加料过程中的静电

耿兴国　陆福一　李恩普　田荫棠

一　物理方法消除高氯酸铵粉料产生静电的思路

高氯酸铵粉料是固体火箭氧化剂的主要组分。它的外观形态为1～100 μm的颗粒状粉料，是一种高绝缘介质。而这种大电阻率、大比表面的粉料，在加料过程中极易因摩擦而带大量的静电。当静电荷累积到一定程度时，会以电火花放电的方式释放出来，给安全生产造成严重威胁。

采取物理方法消除高氯酸铵粉料加料过程中的静电，其主要思路是：在与粉料摩擦的设备接触面上涂覆复合介电涂层，使该介电物质得失电子的能力与粉料颗粒得失电子的能力相同或相近，从而减少涂层与高氯酸铵颗粒摩擦过程中的起电量。并且使该涂层材料的电阻值位于$10^5 \sim 10^9\ \Omega$静电消耗区范围内，则可将与涂层接触的粉料上原携带的静电荷导走衰减掉，从而达到消除静电的目的。

二　消静电复合涂层的综合物理特性

采取物理方法消除高氯酸铵粉料加料过程中的静电，关键是选择具有特定电学性能和优良机械性能的涂层。其特殊的电学性能主要要求涂层得失电子的能力（如材料逸出功）与高氯酸铵粉料得失电子的能力相同或相近；同时该涂层还应具有高的附着力、抗老化和耐腐蚀的综合性能，才能适用于苛刻的生产环境。

衡量物质得失电子的能力通常用材料逸出功表示。但由于对介电薄膜逸出功的测定缺乏系统的研究和积累，所以实际多采用摩擦生电序列的方法[1]。摩擦生电序列就是当两种物质彼此摩擦以后分开，则其中一种带正电，另一种带负电，通过比较不同材料摩擦所带电荷电性正负，按从正到负的次序排列而成的序列。在这一序列中位置间隔越远的，相互摩擦起电量越大。因此摩擦生电序列定性反映了物质得失电子的能力，得到电子能力强的材料带负电；而易

失去电子的材料带正电。同时摩擦生电序列中介质的排列顺序与物质介电常数 ε 的大小排列顺序基本相似,这可以通过下述机制来理解:当极性介质的极化率越大,则介电常数也越大;同时当极性越强,极性分子负电荷端束缚电子的能力将有所减弱,容易失去电子。所以在摩擦生电序列中,其极性介质的介电常数较大的,通常位于序列正电性一端。而各种物质的介电常数一般都有比较系统的数据,所以可通过物质介电常数来定性推断各种涂层组分在摩擦生电序列中的位置,以指导配制薄膜涂层的探索过程。

要使消除高氯酸铵粉料加料过程中静电的物理方法能应用于工业生产过程,除了要求消静电涂层要具有特殊的电学性能外,还要具有高的牢固度,抗老化和耐腐蚀的性能。而单一的涂层薄膜是难以同时满足上述要求,因此需要采用功能梯度复合涂层。依据物理方法消静电要求所设计的复合涂层中共包含有三层功能膜,其底层主要为满足高附着力性能的涂层,以防止薄膜脱落;中间层是耦合过渡层,其主要作用是连接底层和表面电性能层;而面层主要满足特殊电性能并兼顾改善表面摩擦性能及不吸附粉料。

三 试验验证

将所设计的消静电复合涂层涂覆在生产上使用的不锈钢导槽上,并和未涂覆涂层前的不锈钢导槽进行高氯酸铵静电荷累积对比试验。试验结果如下:

消静电复合涂层消静电对比试验结果

高氯酸铵粉料质量	实验次数	实验装置	静电电压	消电率
11.5 g	5	不锈钢导槽	+22 800 V	
11.5 g	5	有复合薄膜涂层导槽	+3 050 V	86%

试验结果表明依据物理方法消静电要求所设计的消静电复合涂层,在消除高氯酸铵粉料加料过程中摩擦生电方面,其消电率达到86%。这一研究成果已开始在高氯酸铵粉料加料系统的消除静电过程中推广应用。

四 主要结论

物理方法消除高氯酸铵粉料加料过程中的静电,是在与粉料摩擦的设备接触面上涂覆复合涂层,通过调整涂层的物理参数,使该介电物质得失电子的能力与高氯酸铵粉料颗粒得失电子的能力相同或相近,从而减少涂层与高氯酸铵颗粒摩擦过程中的起电量。并通过多层功能膜梯度复合的方法使复合涂层同时满足所需的电学性能和具有高的牢固度、抗老化及耐腐蚀的优良综合性能。试验结果表明用物理方法所设计的消静电复合涂层,其消除高氯酸铵粉料加料

过程中的摩擦生电的消静电率达到86%。

参 考 文 献

[1] [日]管义夫主编. 静电手册. 科学出版社,1981.

PDG

44 电阻应变片

于尊湧

压力传感器是将被测压力转换为电流或电压信号，它广泛应用于生产实践中，电阻应变式压力传感器是常用的一种压力传感器，电阻应变片是这种传感器的敏感元件。本文介绍用金属丝制成的电阻应变片的基本原理。

如图 44－1 所示，一根圆截面金属丝，其电阻为

$$R = \rho \frac{l}{A} \tag{1}$$

式中，R 为金属丝的电阻，ρ 为该种金属材料的电阻率，l 为金属丝的长度，A 为金属丝的横截面积。若圆形截面直径为 D，则 $A = \frac{\pi}{4}D^2$。

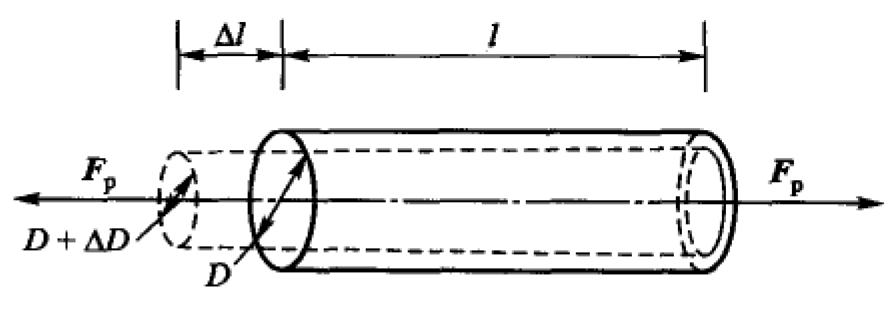


图 44－1　金属丝拉伸前后尺寸变化

设金属丝在轴向拉力 F_P 作用下，其伸长量为 Δl（拉伸时 $\Delta l > 0$，压缩时 $\Delta l < 0$），其横截面积变化为 ΔA（拉伸时 $\Delta A < 0$，压缩时 $\Delta A > 0$），电阻率的变化为 $\Delta\rho$。则电阻变化率为

$$\frac{\Delta R}{R} = \frac{\Delta\rho}{\rho} + \frac{\Delta l}{l} - \frac{\Delta A}{A} \tag{2}$$

式中，$\Delta l/l$ 称为金属丝的轴向应变，通常用 ε 表示，$\Delta A/A$ 是圆形截面的变化率，令 $A = \frac{\pi}{4}D^2$，而 ΔD 为直径变化量，故有

$$\frac{\Delta A}{A}=2\frac{\Delta D}{D}=-2\frac{\left(-\frac{\Delta D}{D}\right)}{\left(\frac{\Delta l}{l}\right)}\left(\frac{\Delta l}{l}\right)=-2\mu\varepsilon \tag{3}$$

式中，$\mu=\left(-\frac{\Delta D}{D}\right)\Big/\left(\frac{\Delta l}{l}\right)$，称为金属材料的泊松比。故式(2)变为

$$\frac{\Delta R}{R}=\varepsilon(1+2\mu)+\frac{\Delta\rho}{\rho}$$

令 $K_0=(1+2\mu)+\frac{\Delta\rho}{\rho\ \varepsilon}$，则

$$\frac{\Delta R}{R}=K_0\varepsilon \tag{4}$$

其中，K_0 为单根圆形截面金属丝的灵敏系数。实验表明，对大多数金属材料而言，K_0 为常数。于是电阻变化率与应变成正比。通常人们把一定的材料制成片状器件(便于贴在被测件的表面)称为应变片。对任意形状截面的金属丝制成的应变片而言，电阻变化率与应变亦成正比，即

$$\frac{\Delta R}{R}=K\varepsilon \tag{5}$$

因此，只要测出了电阻的变化率 $\Delta R/R$，就可以确定器件的应变。常用的应变片的结构如图 44－2 所示。

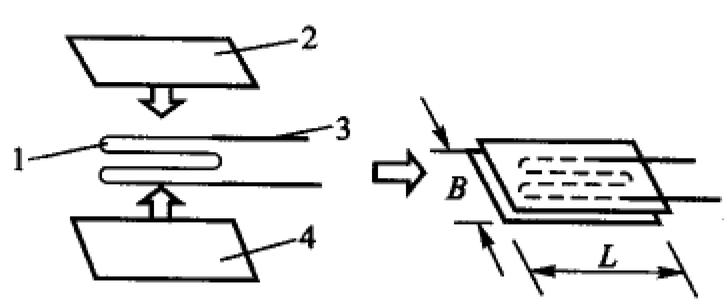


图 44－2 电阻丝式应变片的结构

1. 敏感栅 2. 覆盖尺 3. 引力线 4. 基底

应变片的种类很多，但其结构基本相同，都是由敏感元件(由电阻丝制成的丝栅)、基底、覆盖层和引线几个主要部分构成的。

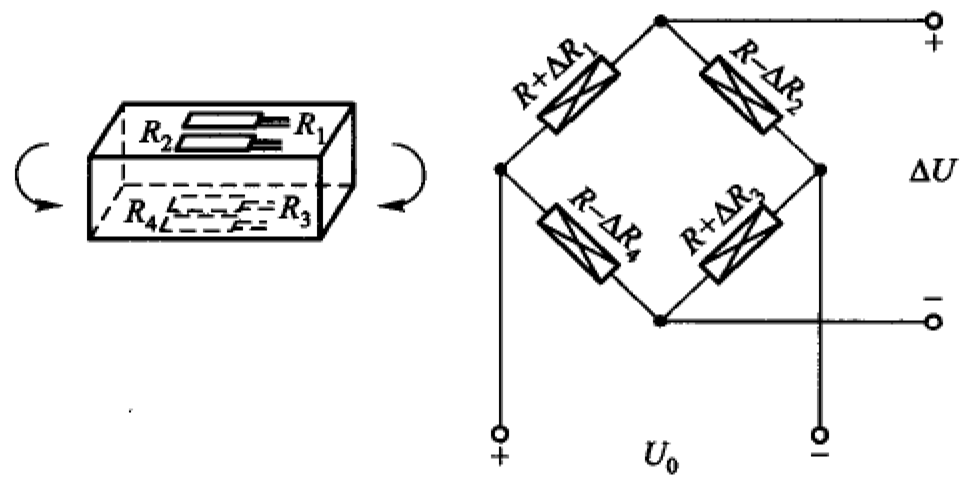
用电阻应变片可以测量拉伸、压缩、扭转和剪切等应变或应力。使用时往往根据测量要求，将一个或几个应变片按一定方式接入某种测量桥路，实现预期的测量功能。

图 44－3 所示为一种对纯弯试件进行全电桥测量时应变片的粘贴方式和桥路的接法。这里共用了 4 个应变片来测量一个纯弯试件的应变。

当试件受力弯曲时，各桥臂电阻的变化率为

$$\frac{\Delta R_1}{R_1}=\frac{\Delta R_3}{R_3}=\left(\frac{\Delta R}{R}\right)_s+\left(\frac{\Delta R}{R}\right)_t \tag{6}$$

$$\frac{\Delta R_2}{R_2}=\frac{\Delta R_4}{R_4}=-\left(\frac{\Delta R}{R}\right)_s+\left(\frac{\Delta R}{R}\right)_t \tag{7}$$



(a) 应变片粘贴部位　　(b) 测量桥路连接方式

图 44－3　纯弯试件全电桥测量

脚标 s 表示由应力引起的变化项，脚标 t 表示由温度变化引起的变化项。

由电桥理论可计算出输出电压的变化为

$$\Delta U = 4\left[\frac{U_0}{4}\left(\frac{\Delta R}{R}\right)_s\right] = U_0 K\varepsilon \tag{8}$$

一般用电阻应变片来测量金属试件的应变时，其电阻变化率在 10^{-3} 量级，用普通指示仪表很难精确测量，因此，在工程上常用专门设备来放大、检测和记录应变或应力，这种专门设备称为应变仪。

一种常用的应变仪的方框原理图和波形图如图 44－4 所示。

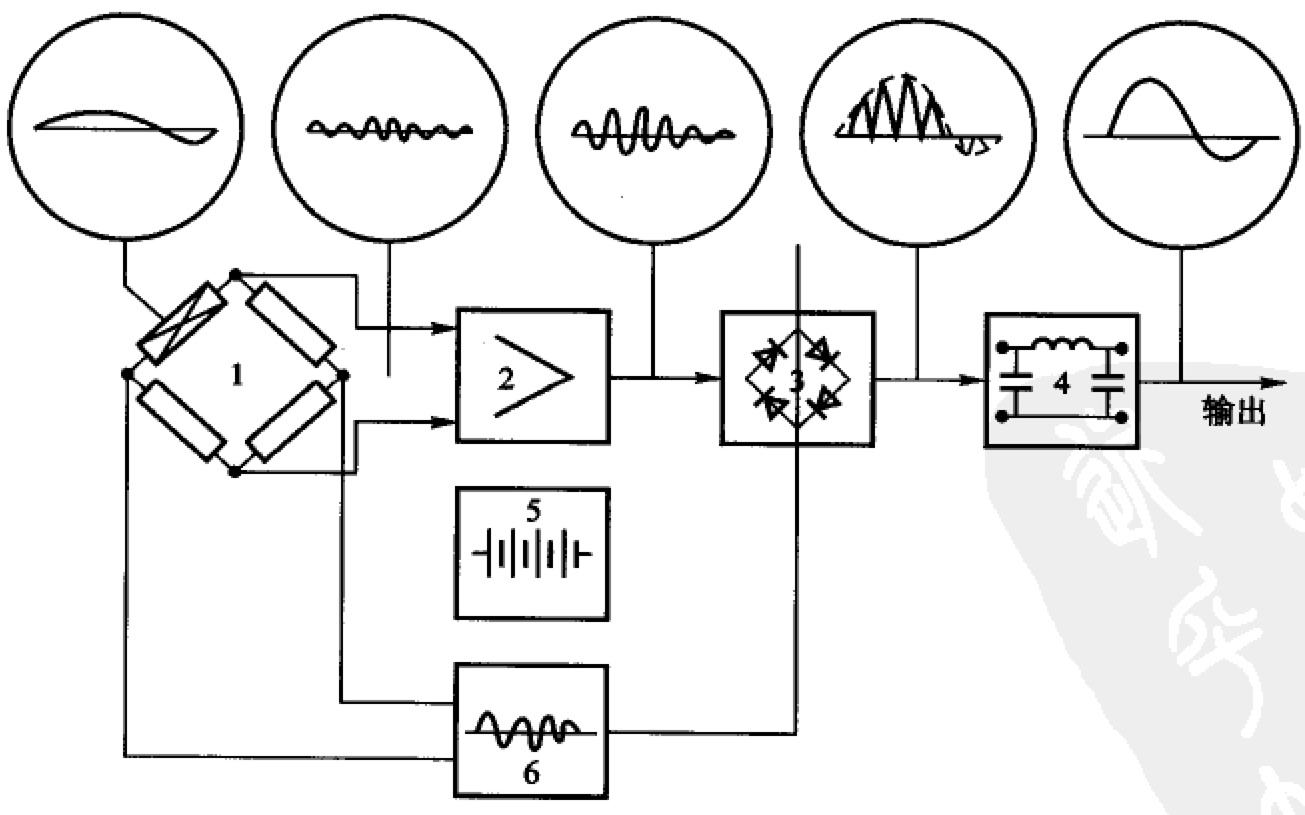


图 44－4　应变仪的波形和方框图

1. 电桥　2. 放大器　3. 相敏检波器　4. 低通滤波器

5. 稳压电源　6. 振荡器

目前,应变仪在生产和科研中应用日益广泛,并且获得了不断发展。数字化、自动化、提高分辨率和用计算机控制已成为应变仪发展的主要方向。

参考文献

[1] 石来德,袁礼平编.机械参数电测技术.上海:上海科学技术出版社,1981. 18~35

45 高电压绝缘与局部放电

王肇庆

随着我国经济的发展,用电量不断上升,输电距离不断增加,远距离输电需要用高电压,因而电力系统的工作电压不断提高,以提高其经济效益。例如,功率为300 000 kW的发电机输出电压可高达13 800 V。这样,在发电机、变压器、输电线及其它电器的载流部分与接地部分间都应有可靠的绝缘,以保证设备的安全正常运行。高电压绝缘技术已发展成为一门重要的学科。

一 电介质的绝缘作用

电介质又名绝缘体,绝对不导电的绝缘材料是没有的。但绝缘材料的电阻率十分高,一般为$10^9 \sim 10^{22}\ \Omega \cdot m$。在一般电场的作用下,通过其中的泄漏电流极小,通常可以忽略不计。当电压高达一定数值,从而电介质中的电场强度高达一定数值时,电介质的电阻率剧减,电介质由绝缘状态突然变成良导电状态,这一过程称为电介质的击穿。恰能使电介质击穿的电压和场强分别称为这种电介质的击穿电压和击穿场强。几种常见电介质的相对电容率和击穿场强见表45-1。

表45-1 几种常见电介质的相对电容率和击穿场强

	空气	水	云母	玻璃	瓷	纸	聚乙烯	二氧化钛	氧化铝	钛酸钡
ε_r	1.000 5	78	3.7~7.5	5~10	5.7~6.8	3.5	2.3	100	11.6	$10^3 \sim 10^4$
$E/(kV \cdot mm^{-1})$	3	/	80~200	10~25	6~20	14	50	6	15	3

要使高压设备有良好的绝缘,就要求作用在设备中绝缘介质上的电压小于其击穿电压。

导致电介质失去绝缘作用的原因除了加在电介质上的电压过高外,还有热

击穿、化学击穿、绝缘介质老化等原因。引起介质老化的原因很多，如局部放电作用、热和机械力的作用、潮湿、氧化、各种射线及微生物的作用，都会导致电介质变脆、开裂、甚至出现空洞，从而绝缘性能受损、劣化、乃至失去绝缘作用。高压电机及变压器等高压电气设备中的绝缘介质内部由于长期存在局部放电，介质的绝缘性能损坏特别严重，这对设备的安全运转造成了严重的威胁。本文下面将介绍局部放电问题。

二　局部放电

高压电气的绝缘要求很高，一般采用几种绝缘介质重叠的办法（几种电介质重叠组成的组合绝缘材料的相对电容率大于组成它的每一种电介质的相对电容率）。可是在组合绝缘材料的制作过程中可能会使其内部产生空气隙，各层绝缘材料组合的过程也可能会产生气泡，高压电气运行中因材料热胀冷缩和振动开裂等原因也会导致各重叠电介质层间形成气隙，这些气隙和气泡中都会发生局部放电。下面以变压器硅钢片间绝缘层中的空气隙为例，讨论局部放电问题。

变压器一般采用叠合硅钢片代替整块铁芯，如图 45－1(a)所示，各硅钢片之间有重叠电介质绝缘层。这样，涡流被限制在各薄片内，以减少电能的损耗。

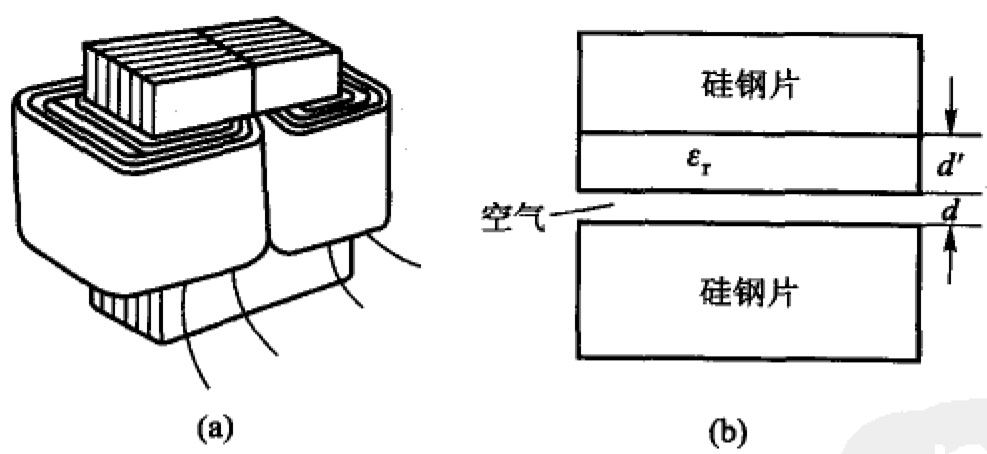


图 45－1

绝缘介质内部或各层间的空气隙都很小，可用平行板电容器这一模型来进行粗略的估算。为简单起见，设两层硅钢片间只充有两层均匀电介质：一层是相对电容率为 ε_r、厚度为 d' 的理想电介质，另一层是厚度为 d 的空气（$\varepsilon_r=1$），两层电介质的分界面与电容器的极板平行（等位面），如图 45－1(b)所示。当两层硅钢片间有电压 U 时，显然两层电介质中的电场都是均匀电场，设空气中电场强度为 E，理想电介质层中电场强度为 E'。由电介质极化理论知

$$E' = \frac{E}{\varepsilon_r} \tag{1}$$

且
$$Ed + E'd' = U \tag{2}$$
由式(1)与式(2)解得，空气隙中的电场强度①为
$$E = \frac{\varepsilon_r U}{\varepsilon_r d + d'} \tag{3}$$

由实验测得，该空气隙中击穿场强 E 与气隙厚度 d 的关系如图 45－2 所示。对于给定的空气隙，由 d 从图中查出击穿场强 E，再代入式(3)便可算出击穿电压 U。气隙击穿了，即气隙中出现了局部放电，这时常伴有蓝色光、嗞嗞声、电火花、炸裂声、焦味、甚至有电风出现。局部放电不稳定，能自行熄灭，也能重复出现，它还会逐渐发展为分叉树枝状，分叉树枝不断增长，能在很短时间(几分钟甚至几秒钟)内使介质击穿。

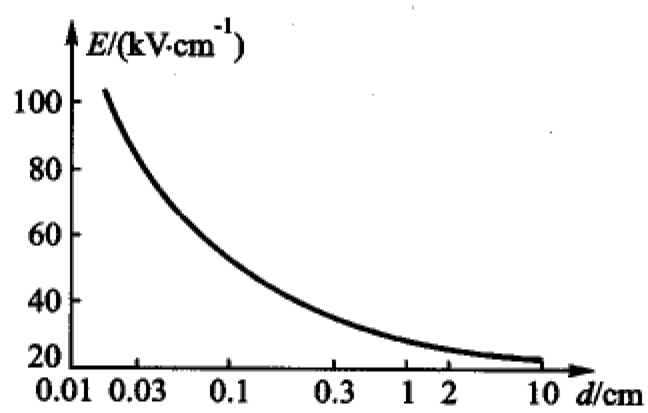


图 45－2

参 考 文 献

[1]　朱德恒，严璋主编. 高电压绝缘. 北京：清华大学出版社，1992
[2]　刘炳尧编. 高电压绝缘基础. 长沙：湖南大学出版社，1986

① 对于高压电气，这里 U 为交流电的相电压有效值。由三相交流电知，线电压的有效值 $U_{线} = \sqrt{3}\,U$。通常车间或实验室中，三相交流电源的 $U_{线} = 380$ V，而 $U = 380\ \text{V}/\sqrt{3} = 220$ V。关于线电压和相电压，可查阅有关电工学类书籍。

46 气体放电光源与五彩缤纷的灯

王肇庆

日光灯、杀菌用的紫外灯、多雾港口及矿井下作业用的照明灯和信号灯、晒图用的高压汞灯、各种仪器中使用的特殊光源，如氢弧灯、氪灯、原子光谱灯、汞齐灯、金属卤化物灯和脉冲氙灯等都是气体放电光源。这些光源普遍用于人们日常生活、工农业生产及科学技术中。下面首先介绍气体放电及气体放电光源的基本原理，然后简介五彩缤纷的各种灯。

一　气体放电及其形式

气体是良好的绝缘体。通常，空气在太阳紫外线、宇宙射线及来自地球内部辐射线的作用下会自然电离，使空气带有少量的正、负离子，每立方厘米空气中大约有 500 ~ 1 000 对正、负离子。在自然电离因素作用下，大约每秒钟每立方厘米空气中会生成一对正、负离子，同时还会有一对正、负离子重新复合为空气分子。所以，空气中正、负离子数目几乎不变，空气的导电能力很差，其绝缘性能良好。

若在外界因素作用下，气体分子发生电离，使离子数目迅速增大，电导率迅速上升，从而气体中有电流流过，这种现象称为气体导电或气体放电现象。引发气体放电的外界因素主要有：

1．碰撞电离　在电场作用下，气体中的电子和正离子被加速而获得较大动能。当它们与气体分子碰撞时，使气体分子电离，这就是碰撞电离。这过程连锁式地发展下去会形成簇射，如图 46 - 1 所示。碰撞电离可能是直接的，也可能是分级的。如果加速电子的动能已积累到等于或大于气体分子的电离能，那么它与气体分子碰撞时，就可能使气体分子电离成电子和正离子，这就是直接电离。

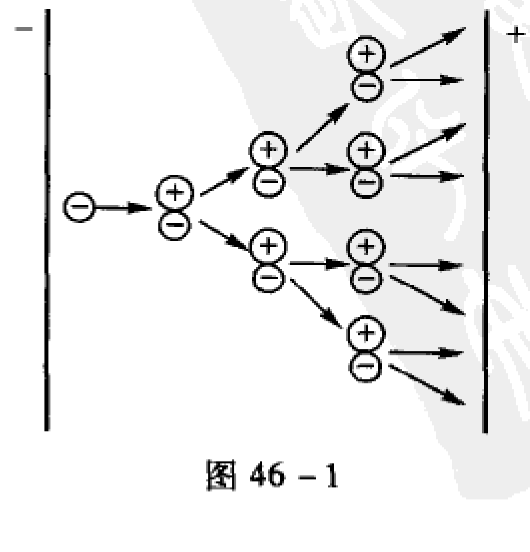


图 46 - 1

还可能是电子的动能还不够大，它与气体分子碰撞时只能使气体分子补充能量，将气体分子激发到某一激发态，还不足以使气体分子电离。这时另一个高速运动的电子与正处在激发态的气体分子再碰撞，使气体分子电离，这就是分级电离。当然，电子与处在激发态的气体分子碰撞的结果还可能是气体分子跃迁回基态，把多余的能量转交给电子，使电子有更大的动能去和其它气体分子碰撞。

2. 光电离　气体分子吸收辐射的光子补充能量导致的电离称为光电离。可见光照射气体不能直接使气体电离。因为在所有的气体或金属蒸气中，电离能最低的是铯蒸气，其电离能为 3.88 eV。由光子的能量 $E = h\nu = hc/\lambda$，计算得，只有波长小于 319.6 nm 的光子才能使它电离，此波长的光已属紫外线范围了。导致气体光电离的光子可以来自太阳的紫外线、宇宙射线等，也可来自人为照射的紫外线、X 射线等，还可来自气体放电过程本身，如正、负离子结合为分子时会发射光子，处于激发态的分子跃迁回基态时也要发射光子。一般气体放电过程辐射的光子频率都很高，容易导致气体发生光电离。

3. 热电离　气体温度升高引起的电离称为热电离。气体温度升高时，分子热运动加剧，引起碰撞电离。在室温(20 ℃)时，气体分子的平均平动能量为

$$\bar{\varepsilon}_k = \frac{3}{2}kT = 3.79 \times 10^{-2}\ \text{eV}$$

这比所有气体电离能都低得多，不足以引起碰撞电离。但在发生放电时，气体温度可高达数千摄氏度，甚至上万摄氏度，这时就会发生碰撞电离。

高温气体热辐射会引起光电离。气体温度高时，碰撞电离和光电离出的电子热运动速度也很大，和其它气体分子碰撞时也会引起电离。一般气体发生明显热电离的温度至少要高达 1 000 K。

4. 表面电离　以上 3 种电离过程发生在气体空间，除此外，还存在着电子脱离阴极表面进入气体空间的现象，称为表面电离或表面发射。把外部能量传给阴极中的自由电子，使其克服逸出功而逸出金属表面的方法主要有 4 种：热电子发射、光电发射、场致发射(阴极附近有 $10^7\ \text{V}\cdot\text{cm}^{-1}$ 以上的强电场，能使金属表面势垒变形)、正离子碰撞发射。

由于气体的压力、电源的功率和电极形状等不同，气体放电的形式也不同，主要有以下 4 种形式：

辉光放电　在置有板状电极的放电管中充入低压气体，电源功率也不大，当两极间的电压增加到一定数值时，稀薄气体中少量正离子被电场加速，撞击阴极引起表面电离，使气体导电，电路中电流突然增大，放电管内出现美丽的发光现象这就是辉光放电。其特征是放电电流小，温度不高。主要利用其发光效应制成霓虹灯和日光灯等。

弧光放电　如果电源功率较大，能提供足够大的电流使气体击穿，便形成弧光放电。其特征是放电区域小，不占整个电极间的空间，而是放电通道逐渐收细，且更加明亮。这种放电可用作强光源，还可冶炼、焊接和切割金属等。

火花放电　在通常气压下，曲率不太大的电极间加上高电压，强电场使气体击穿，便发生火花放电。这时电极间出现断断续续的火花，并伴有爆裂声。雷电便是大规模的火花放电。

电晕放电　当电极上有曲率较大的尖端时，尖端附近电场很强，使气体电离，引起气体导电并发光，这叫电晕放电。这种放电时，电极周围形成电晕层，电晕层逐渐扩大，过渡到火花放电。避雷针放电常采取电晕形式。以上4种放电形式中，气体放电光源常用辉光和弧光放电。

二　气体放电光源的基本原理

与熟知的白炽灯等热辐射光源相比，以气体放电为原理的光源的显著优点是：它不像白炽灯那样受灯丝熔点的限制，因此，可获得很高的温度；只要选择适当的发光材料便可以选择辐射光谱；发光效率远比热辐射光源高；寿命长，且在寿命期内光输出的稳定性能很好。气体放电光源之所以有这些优点是因为其发光机理不同于热辐射光源。

1. 气体放电光源的发光过程

气体放电光源的发光过程大致可分为三步：阴极发射电子（弧光放电常采用热电子发射，辉光放电常采用正离子碰撞发射）；被电场加速的电子与气体分子（或原子）碰撞，使气体分子（或原子）电离或被激发；处于激发态的分子或原子向基态或其它低能级跃迁时发光。气体放电灯发光主要靠两极间的气体或金属蒸气，可以根据灯的用途选择这些发光物质。

2. 气体放电光源的镇流与启动器

气体放电光源的工作电流与电压均不稳定，会造成放电熄灭或电流剧增而烧毁电路元件。为了使放电灯的工作稳定，常在其电路中串联电阻或电感、电容。这种与灯串联的电阻、电感或电容称为镇流器或限流器。在图46-2中，曲线a和b分别是弧光放电和电阻的伏安特性，c是二者叠加的结果。可见加电阻镇流器后，电压随电流的增大而增大，这样才能保证光源正常工作。电感及电容镇流器详见参考文献[1]。

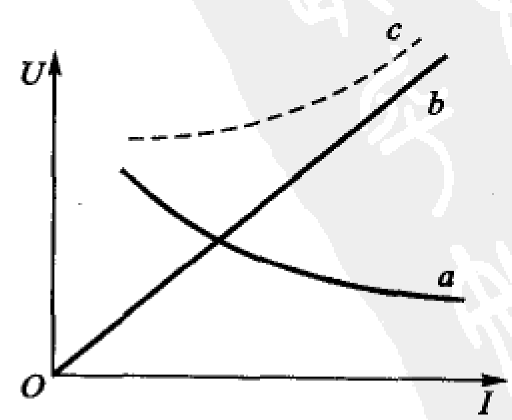


图46-2

将气体放电光源和镇流器串联后接入220 V交流电网，灯不发光。为了使光源“点燃”，正常工作，出现了各种各样的启动器，其

作用是提供高电压,使气体放电具有一定能量,能维持下去。

三 常见的气体放电光源

1. 低气压气体放电光源

低压汞灯规格多、用途广。如日光灯、杀菌用的紫外灯及各种颜色的园艺灯、诱杀害虫的黑光灯等。

低压钠灯是低压气体放电管中充以不同种气体制成。主要用于照明,多雾港口、码头、矿井用的照明灯和信号灯及仪器中用的氩灯、氪灯、氩弧灯等。

2. 高压气体放电光源

高压汞灯是在放电管中充入$(1\sim5)\times10^5$ Pa 的汞蒸气制成的,它不仅发光效率高而且发强紫外线。可用作照明、保健日光浴、荧光分析和紫外探伤等。

超高压汞灯是在放电管中充入$(10\sim20)\times10^5$ Pa 的汞蒸气制成的。其亮度很大,可用在各种光学仪器及投影系统中。

高压钠灯一般用作路灯。

金属卤化物灯是在高压汞灯中充入某种金属碘化物制成的。铊灯是理想的水下照明光源及光化反应光源,镝灯是电影、电视、印刷制板、照相的很好光源;钠铊铟灯可用作广场、车站、码头等处的照明。

脉冲氙灯可在瞬时获得非常强的亮度,常用在高速摄影、航空照相、光学仪器和激光武器等方面。

参考文献

[1] 杨经国等. 光电子技术. 成都:四川大学出版社,1996
[2] 赵凯华,陈熙谋. 电磁学. 北京:高等教育出版社,1986

PDG

47 电力系统中母线截面形状与安培力的关系

薛 豪

电力系统中的母线是在发电机、变压器和引出线之间的中间环节。母线中的电流是很大的，它起着汇总和分配电能的作用。

电流流过母线时，母线间存在安培力。在短路情况下安培力的值很大，它能使母线弯曲变形，甚至将支撑架从墙中拔出造成事故。因此，要求处于工作状态下的母线，所受的安培力尽可能的小，以保证安全。

安培力的大小与母线截面形状密切相关。下面先计算两条平行的圆形截面载流母线间的安培力。如图 47－1 所示，设母线长为 L，两线间中心距为 a，由于 $L \gg a$，它们可视为长直载流导线。若母线中的电流分别为 I_1 和 I_2，由安培环路定律得

$$B_{21} = \frac{\mu_0}{2\pi}\frac{I_1}{a}$$

式中，B_{21} 为电流 I_1 在 I_2 处产生的磁感应强度。又根据安培定律，有

$$F_{21} = \int_L \mathrm{d}F_{21} = \int_0^L I_2 B_{21}(\sin\alpha)\,\mathrm{d}l = \frac{\mu_0}{2\pi}\frac{I_1 I_2}{a}L$$

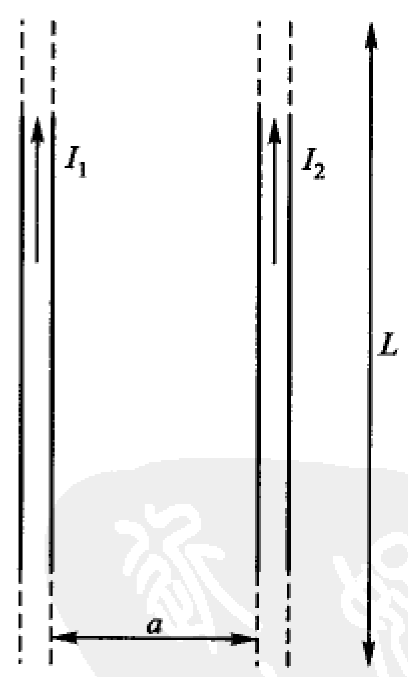


图 47－1

故

$$\frac{F_{21}}{L} = \frac{F_{12}}{L} = \frac{\mu_0}{2\pi}\frac{I_1 I_2}{a} \tag{1}$$

由此可见，当流过母线的电流一定时，母线间单位长度上的安培力与两母线中心距 a 成反比。室外架空输电母线之间必须有一定的距离，以避免安培力过大。但在室内的母线，常因受空间限制，不能采用加大两线间距的方法来减小

安培力。

若将母线截面改为如图 47－2 所示的矩形，且矩形宽度远小于矩形高度和线间距，即 $b \ll h$ 和 $b \ll a$。图 47－2 便可简化为图 47－3。于是，母线可视为电流均匀分布的两个无限长的载流平面。这两个载流平面亦可看成是由无数根平行载流长直导线所组成。

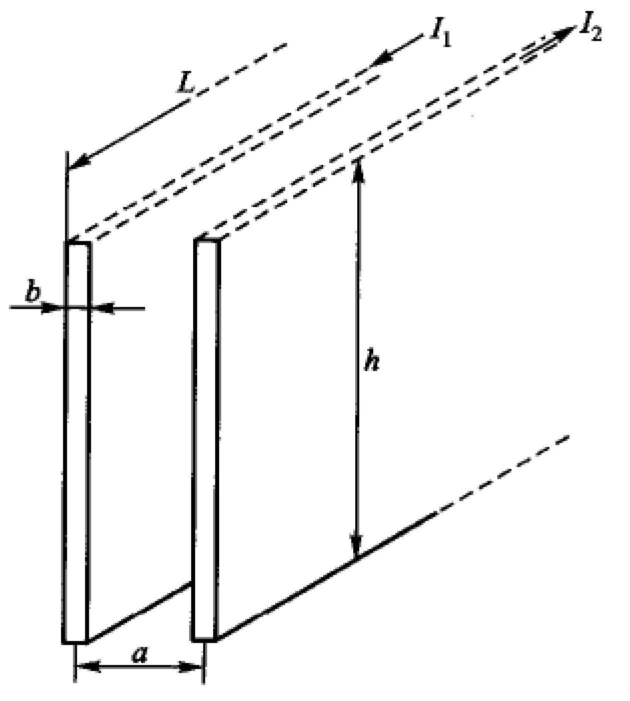


图 47－2

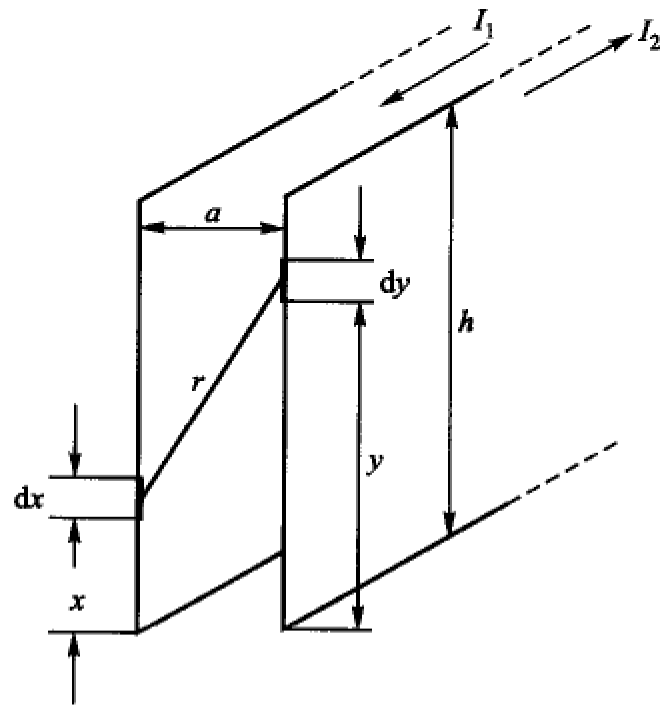


图 47－3

在两载流平面上，任取两条宽度分别为 $\mathrm{d}x$ 和 $\mathrm{d}y$ 的长直载流导线，它们的电流分别为$\frac{I_1\mathrm{d}x}{h}$和$\frac{I_2\mathrm{d}y}{h}$。由式(1)可得两导线间单位长度的安培力大小为

$$\frac{\mathrm{d}F'}{L}=\frac{\mu_0}{2\pi}\frac{\frac{I_1}{h}\mathrm{d}x\,\frac{I_2}{h}\mathrm{d}y}{r}=\frac{\mu_0}{2\pi}\frac{I_1I_2}{rh^2}\mathrm{d}x\mathrm{d}y$$

由于各导线安培力的垂直分量之和为零(图47－4)，所以，只要研究其水平分量 $\mathrm{d}F$ 即可。由上式及图 47－4 可得

$$\frac{\mathrm{d}F}{L}=\frac{\mathrm{d}F'}{L}\cos\alpha=\frac{\mu_0}{2\pi}\frac{I_1I_2}{rh^2}(\cos\alpha)\mathrm{d}x\mathrm{d}y \qquad (2)$$

又由图 47－3 及图 47－4，有 $r^2=a^2+(y-x)^2$，和 $\cos\alpha=\frac{a}{r}$，将它们代入式(2)中，得

$$\frac{\mathrm{d}F}{L}=\frac{\mu_0}{2\pi}\frac{I_1I_2a}{h^2[a^2+(y-x)^2]}\mathrm{d}x\mathrm{d}y$$

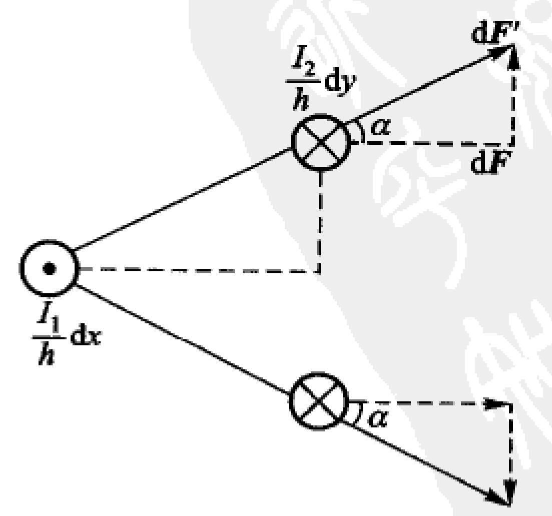


图 47－4

对上式进行积分，便得

$$\begin{aligned}\frac{F}{L}&=\frac{\mu_0}{2\pi}\frac{I_1I_2a}{h^2}\int_0^h\mathrm{d}x\int_0^h\frac{\mathrm{d}y}{a^2+(y-x)^2}\\&=\frac{\mu_0}{2\pi}\frac{I_1I_2}{h}\left[2\arctan\frac{h}{a}-\frac{a}{h}\ln\left(1+\frac{h^2}{a^2}\right)\right]\\&=\frac{\mu_0}{2\pi}\frac{I_1I_2}{a}K\end{aligned}\tag{3}$$

式中，K 称为薄矩形导体的形状系数，其值为

$$K=2\frac{a}{h}\arctan\frac{h}{a}-\frac{a^2}{h^2}\ln\left(1+\frac{h^2}{a^2}\right)\tag{4}$$

显然 K 为$\frac{a}{h}$的函数，且其值恒小于 1。由式(1)和式(4)可得

$$\frac{F_{圆形截面}}{F_{矩形截面}}=\frac{1}{K}>1$$

这说明圆形截面载流母线间的安培力大于矩形截面母线间的安培力。

若矩形截面高度 $h=100$ mm，宽度 $b=8$ mm，两截面中心距 $a=100$ mm，则由式(4)可求得形状系数 K 为

$$K=2\cdot\frac{a}{h}\arctan\frac{h}{a}-\frac{a^2}{h^2}\ln\left(1+\frac{h^2}{a^2}\right)=0.877$$

所以

$$\frac{F_{圆形截面}}{F_{矩形截面}}=\frac{1}{K}=\frac{1}{0.877}=1.2$$

由此可见，在电流相同、线间距相同的情况下，圆形截面导线的安培力为矩形截面的 1.2 倍。

圆截面导线在工艺上较易制造，且比较省料。由于室外空间所受限制较小，可以采用加大线间距来实现减小安培力的目的。所以，室外露置于大气中的高压架空传输线都是采用圆截面导线，但在一些工厂车间内的大功率输电线，由于受空间约束，不宜扩大母线的间距，因此，采用矩形截面者甚多。同样，发电厂、变电所里的母线也常常采用矩形截面的。

参 考 文 献

[1] 严克宁编. 电力工程. 北京：水利电力出版社，1987

48 离子抽运泵

王明智

在高压变压器中，线圈绕组散发出的热量通常用流动的绝缘油加以冷却。冷却剂必须不断循环以带走热量。常用的方法有热对流或机械泵抽运。

作为一个替代的办法是利用电场对带电粒子的作用。带电粒子受到电场力就会加速移动并与周围介质分子相互作用，传递部分动量。这时一部分力作用于介质上，同时带电粒子受到介质的反作用力。经过极短时间后，当带电粒子受到的静电力恰好与介质施加的力相等时，带电粒子就达到平衡。从这个观点来看，静电力的效果是直接作用在介质上。这样作用在整个电荷体上的力，可以看成直接作用于介质上。利用这种方法驱动流体带走热量比热对流更有效，比用机械泵抽运更简单，这种方法称为离子抽运法。

图 48－1 所示为一个离子抽运泵模型示意图。在两个电极之间的区域中包含有一个电荷密度为 ρ_0 的均匀流体介质。电荷由左电极产生而流向右电极。两极间电位差为 $U=U_0$。实际上，两极间的电场是不均匀的。在理想情况下，可忽略由空间电荷不均匀而产生的影响。两电极之间电场为外加电压和空间电荷所产生的电场的叠加。

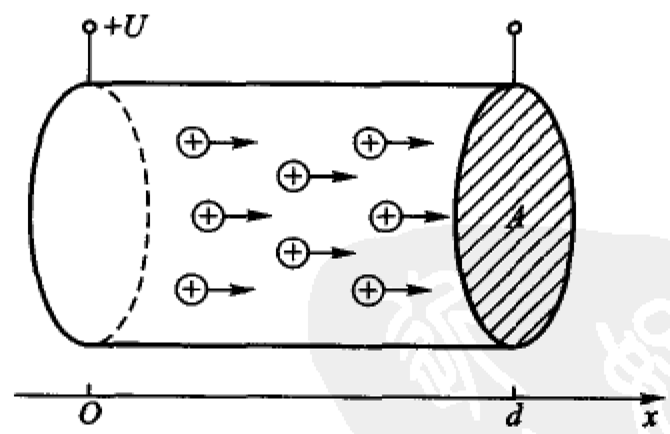


图 48－1

对应外加电压 $U=U_0$，电极间电场为

$$E_1 = \frac{U_0}{d}i \tag{1}$$

根据高斯定理，可以求出空间电荷产生的电场。图 48－2 所示为宽度为 d 的无限大空间电荷层，电荷密度是 ρ_0。根据电荷分布对称性知道，电场沿 x 轴方向，在$x=\dfrac{d}{2}$处，电场强度为零。如图所示取封闭柱面为高斯面，利用高斯定理得

$$D_2S = \left(x - \frac{d}{2}\right)\rho_0 Si$$

于是得空间电荷的电场强度为

$$E_2 = \frac{\rho_0}{\varepsilon}\left(x - \frac{d}{2}\right)i \qquad (2)$$

两电极之间的总电场为

$$E = \frac{U_0}{d}i + \frac{\rho_0}{\varepsilon}\left(x - \frac{d}{2}\right)i \qquad (3)$$

由此可以求出静电力密度为

$$f = \rho_0 E = \frac{\rho_0 U_0}{d}i + \frac{\rho_0^2}{\varepsilon}\left(x - \frac{d}{2}\right)i \qquad (4)$$

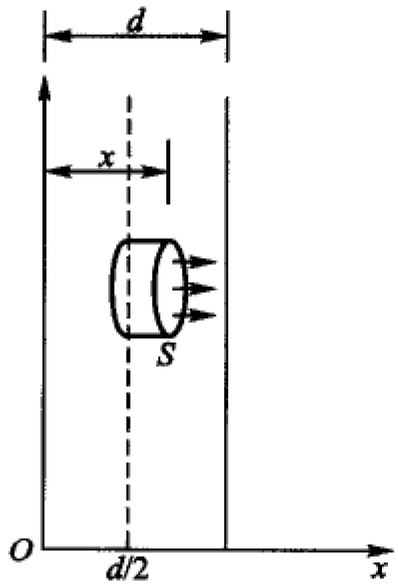


图 48－2

显然，力密度是坐标 x 的函数。我们感兴趣的是泵内电荷系统所受的力，即

$$F = \int f\mathrm{d}U = \int\left[\frac{\rho_0 U_0}{d} + \frac{\rho_0^2}{\varepsilon}\left(x - \frac{d}{2}\right)\right]A\mathrm{d}xi = \rho_0 U_0 Ai \qquad (5)$$

该力驱动介质体流动，带走热量。实际上，空间电荷是不均匀的，这种不均匀性导致流体的内循环，叫做电对流（electroconvection），电对流将减少流体介质输出。

当外加电压为 U_0 时，在 $x=0$ 处，外加电场应大于空间电荷的电场，由方程（3）得

$$\frac{U_0}{d} > \frac{\rho_0}{\varepsilon}\cdot\frac{d}{2}$$

由此得空间最大电荷密度为

$$\rho_0 \leqslant \frac{2\varepsilon U_0}{d^2} \qquad (6)$$

若 $U_0 = 20\ \mathrm{kV}$，$\varepsilon = 2.2\varepsilon_0$，$d = 5\ \mathrm{mm}$，则空间电荷密度为

$$\rho_0 \leqslant 3.12 \times 10^{-2}\ \mathrm{C\cdot m^{-3}}$$

把已知数据代入方程（5），可以求出对流体介质的压强，即

$$p = \frac{F}{A} = \rho_0 U_0 = 624\ \mathrm{Pa}$$

在此理想情况下，对于每秒抽运数个立方厘米的绝缘油来说是足够了。这样，就有效地增大了变压器中的热量散发。

参 考 文 献

[1] 约瑟夫 · M. 克罗列. Fundamentals of Applied Electrostatics, 1986. 154

49 离子推进器

王明智

同步卫星在赤道上方一定高度作圆周运动，其角速度等于地球自转角速度。这种卫星在持续运行若干年的过程中，不可能准确地保持着初始位置和速度，因此，不可能使它们相对地球的位置长期不变。例如，卫星的高度变化可达 15 km 之多，另外，卫星的方位还要受到月球的干扰，使得卫星上天线偏离原来指向。如何调整卫星的方位并使它们处在指定的轨道上呢？在同步卫星上安装离子推进器，利用推进器的推力，可以使卫星保持适当的方位并处在指定的轨道上。

图 49－1 所示为离子推进器示意图。推进剂在 P 处进入，在 S 处电离为正离子。A 是射束成形电极，B 是加速电极。在加速电压 U 的作用下，形成正离子束。值得注意的是，靠离子速度本身还不能产生推力。因为，起初卫星的静电荷为零，在它射出带正电粒子的同时，自己也获得负电荷。静电力把这些粒子往回拉，一旦卫星上带到足够量的负电荷，正电粒子就会返回而落到卫星上。为了获得推力，在出口处，灯丝 C 发射的电子注入正离子束中，使它成为中性的粒子束排出去。这种高速粒子流喷射出去，导致一个相反方向的推力，推动卫星运动。

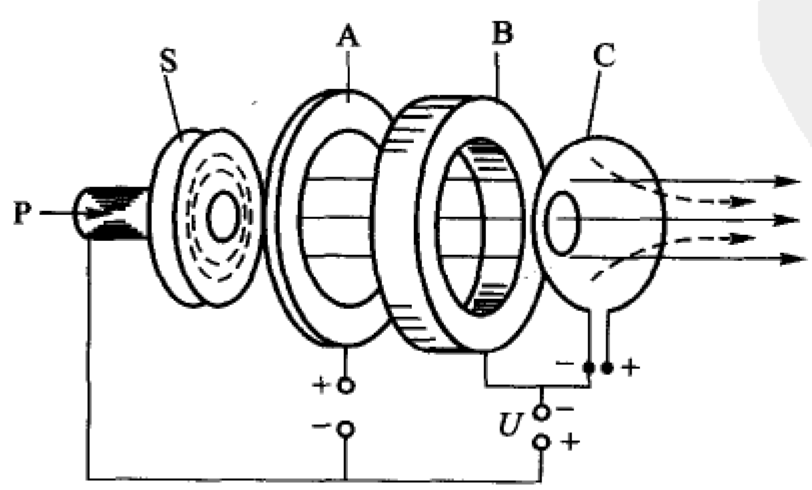


图 49－1

下面，我们来分析喷出粒子的速度和推进器产生推力的大小。

1. 粒子运动速度的计算

在粒子束中，质量为 m，电荷量为 q 的正离子，受到加速电场 $E(x)$ 的作用，它的运动速度可由牛顿运动定律

$$m\frac{\mathrm{d}v}{\mathrm{d}t} = qE \tag{1}$$

给出，根据电场强度与电压 U 的关系有

$$E = -\frac{\mathrm{d}U}{\mathrm{d}x} \tag{2}$$

利用式(2)及 $v=\frac{\mathrm{d}x}{\mathrm{d}t}$，可把式(1)改写为

$$mv\frac{\mathrm{d}v}{\mathrm{d}t} = -q\frac{\mathrm{d}U}{\mathrm{d}t} = -\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}t} \tag{3}$$

式中，$E=qU$ 是静电场势能函数，这样我们就得到

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\left[\frac{1}{2}mv^2 + E\right] = 0 \tag{4}$$

有

$$\frac{1}{2}mv^2 + E = W \tag{5}$$

式中，W 是离子的动能和势能之和，称为离子的总能量。这个过程表明离子的总能量守恒。总能量 W 可由某时刻离子势能(位置)和动能(速度)来确定。

由方程(5)得到离子速度为

$$v = \sqrt{\frac{2}{m}[W - qU(x)]} \tag{6}$$

总能量 W 可以由离子的初始条件决定，因为

$$W_0 = \frac{1}{2}mv_0^2 + qU(x=0) \tag{7}$$

若 $x=0$ 处，电压 $U(0)=0$，且离子初始速度 v_0 与它的喷出速度比较起来是很小的。从而假设 $v_0\approx 0$，故 $W_0=0$。于是，从式(6)得到喷出的粒子的速度大小为

$$v = \sqrt{-2\left(\frac{q}{m}\right)U} \tag{8}$$

美国同步卫星上安装的推进器中，通常用铯(Cs)作为推进剂，因为它容易电离。铯离子荷质比 $q/m=7.25\times10^5\ \mathrm{C\cdot kg^{-1}}$，加速电压 $U=-3.75\ \mathrm{kV}$。离子通过加速电极 B 后获得速度大小为

$$v = 2.3\times10^5\ \mathrm{m\cdot s^{-1}}$$

达到数百千米每秒的速度。

2. 推进器推力的计算

假设推进器单位时间内喷出的离子质量是 m',v 是喷出速度。根据动量原理,可以求出推进器推力大小为

$$F = m'v \tag{9}$$

若单位时间内排出 N 个质量为 m,带电 q 的正离子,则粒子束中的正离子电流

$$I = Nq \tag{10}$$

于是,单位时间内喷出离子的质量为

$$m' = Nm = \frac{I}{q}m \tag{11}$$

把上式代入方程(9),得推进器推力大小为

$$\begin{aligned} F &= \frac{Im}{q}\sqrt{-2\left(\frac{q}{m}\right)U} \\ &= I\sqrt{-\frac{2mU}{q}} \end{aligned} \tag{12}$$

若质子电流 $I = 0.1$ A,加速电压 $U = -50$ kV,则推进器推力为

$$\begin{aligned} F &= 0.1 \times \left(\frac{2 \times 1.7 \times 10^{-27} \times 5 \times 10^{4}}{1.6 \times 10^{-19}}\right)^{1/2} \text{N} \\ &= 3.3 \times 10^{-3} \text{ N} \end{aligned}$$

在外层空间中,当同步卫星在其参考位置附近漂移时,利用离子推进器产生的推力足以能够纠正卫星的轨道,使其保持适当的方位并处在指定的轨道上。

参考文献

[1] P. 劳兰,D. R 考森. 电磁学原理与应用. 合肥:安徽教育出版社,1984. 59

[2] 约瑟夫 · M. 克罗列. Fundamentals of Applied Electrostatics. 1986. 80

50 电磁铁吸力的计算

吴义声

电磁铁在工业生产中有着广泛的应用，大的如电磁铁起重机，小的如电气控制箱中的继电器，都要用到电磁铁。电磁铁吸力的大小，是电磁铁应用中必须考虑的一个问题。

下面分别计算直流电磁铁和交流电磁铁对衔铁的吸力。

一 直流电磁铁的吸力

如图 50 - 1 所示，当面积为 A 的扁平衔铁 C，受电磁铁的吸引力 $\boldsymbol{F}$ 而移动距离 $\mathrm{d}x$ 时，力 $\boldsymbol{F}$ 作功为

$$\mathrm{d}W = F\mathrm{d}x$$

与此同时，空气隙处的体积减小了 $\mathrm{d}V$

$$\mathrm{d}V = A\mathrm{d}x$$

设空气隙内的磁感应强度为 B_0，那么，空气隙中的磁场能量密度 w_m 是

$$w_m = \frac{1}{2}\frac{B_0^2}{\mu_0}$$

对于直流电磁铁而言，在衔铁被吸引的过程中，B_0 保持不变，即铁心与衔铁之间空气隙的磁通密度保持不变。由于当衔铁 C 移动距离 $\mathrm{d}x$ 时，对衔铁 C 作功 $\mathrm{d}W$，

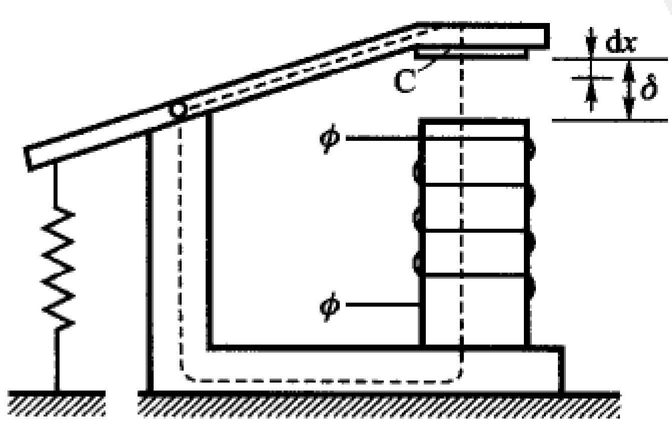


图 50 - 1

从而使空气隙的体积减小了 $\mathrm{d}V$，于是空气隙处的磁场能量减少了 $\mathrm{d}E_m$，即

$$\mathrm{d}E_m = w_m \mathrm{d}V = \frac{1}{2}\frac{B_0^2}{\mu_0}\mathrm{d}V = \frac{1}{2}\frac{B_0^2}{\mu_0}A\mathrm{d}x$$

根据能量守恒，减少的磁场能量转变成衔铁的机械能，即

$$F\mathrm{d}x = \frac{1}{2}\frac{B_0^2}{\mu_0}A\mathrm{d}x$$

则电磁铁的吸引力为

$$F = \frac{1}{2}\frac{B_0^2}{\mu_0}A \tag{1}$$

用式(1)计算电磁铁吸引力时，还需注意，此式是在假定磁极端面附近磁通密度均匀分布(即 $B_0 = C$)的条件下得到的，因此，只适用于计算空气隙长度 δ 较小时的情况(如衔铁在吸合位置或接近吸合位置)。另外，还要指出，如使用的是蹄形电磁铁，而且空气隙处的 B_0 的数值又相同，则电磁铁产生的吸引力应当是式(1)所得数值的两倍。

二 交流电磁铁的吸力

若电磁铁线圈中通以交流电，它所激发的磁场是交变磁场，这时，在交流电磁铁中，磁感应强度是随时间变化的。由式(1)可知，对衔铁的吸力也是随时间而变化的。设空气隙中的磁感应强度为

$$B_0 = B_m \sin \omega t$$

式中，B_m 为空气隙处的磁感应强度的最大值。由式(1)可得交流电磁铁的吸引力为

$$F = \frac{1}{2}\frac{B_m^2}{\mu_0}A\sin^2 \omega t$$

令 $F_m = \frac{1}{2}\frac{B_m^2}{\mu_0}A$，$F_m$ 是吸引力 F 的最大值，则

$$F = F_m \sin^2 \omega t$$

那么，在一个周期 T 内，交流电磁铁的吸引力的平均值为

$$\begin{aligned}\overline{F} &= \frac{1}{T}\int_0^T F\mathrm{d}t = \frac{1}{T}\int_0^T F_m \sin^2 \omega t\mathrm{d}t \\ &= \frac{1}{2}F_m = \frac{1}{4}\frac{B_m^2}{\mu_0}A \end{aligned} \tag{2}$$

比较式(1)和式(2)可以看到，它们在形式上完全相同，直流电磁铁的吸引力和交流电磁铁的吸引力都与空气隙处的磁通密度——磁感应强度 B 的值的平方成正比。只不过前者与 B_0^2 成正比，后者与 B_m^2 成正比。

应当指出，式(2)一般只适用于计算空气隙长度 δ 较短的情形。此外，由磁场的边界条件可知，磁感应强度在法线方向的分量是连续的，所以铁心中的 B 与空气隙处的 B 相等。因此，电磁铁吸引力的大小与铁心中的 B 密切相关。当线圈中充满均匀的磁介质后，其总的磁感应强度 $\boldsymbol{B}$ 比没有磁介质时原来电流产生的 $\boldsymbol{B}_0$ 增强 μ_r 倍，即

$$\boldsymbol{B} = \mu_r \boldsymbol{B}_0$$

式中，μ_r 为磁介质的相对磁导率。例如，充入空气时，$\mu_r = 1.000\ 038$；充入硅钢，则 μ_r 约为 7 000；充入坡莫合金(78.5% Ni 和 21.5% Fe)，则 μ_r 约为 10^5。可见，当线圈中均匀充满铁磁质后，会使磁感应强度增大几千倍，根据式(1)和式(2)，可知电磁铁的吸引力将增加几百万倍。

参 考 文 献

[1] 秦曾煌主编. 电工学(上册). (修订本). 北京:高等教育出版社,1981

PDG

51 电磁炮的基本原理

邢　飞　朱焯炜　解希顺

电磁炮是利用电磁发射技术制成的一种先进的动能杀伤武器。与传统的大炮将火药燃气压力作用于弹丸不同，电磁炮是利用电磁系统中电磁场的作用力，其作用的时间要长得多，可大大提高弹丸的速度和射程。因而引起了世界各国军事家们的关注。自20世纪80年代初期以来，电磁炮在未来武器的发展计划中，已成为越来越重要的部分。

电磁炮是利用电磁力代替火药爆炸力来加速弹丸的电磁发射系统，它主要由电源、高速开关、加速装置和炮弹四部分组成。目前，国外所研制的电磁炮，根据结构和原理的不同，可分为以下几种类型：轨道炮、线圈炮、电热炮和重接炮。

电磁轨道炮是利用轨道电流间相互作用的安培力把弹丸发射出去。如图51－1所示，它由两连接着大电流源的固定平行导轨和一个沿导轨轴线方向可滑动的电枢组成。发射时，电流由一条导轨流经电枢，再由另一条导轨流回，而构成闭合回路。强大的电流流经两平行导轨时，在两导轨间产生强大的磁场，这个磁场与流经电枢的电流相互作用，产生强大的电磁力，该力推动电枢和置于电枢前面的弹丸沿导轨加速运动，从而获得高速度。这就是轨道炮的发射原理。

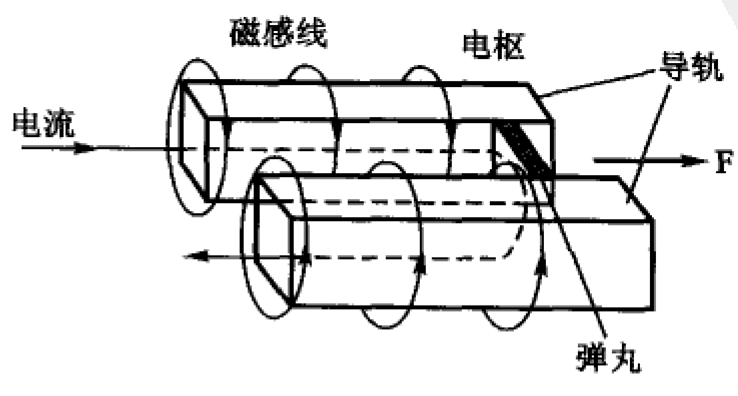


图 51－1

下面将进一步具体分析电磁轨道炮的发射原理。如图51－2所示，弹丸置于两条平行导轨之间并与轨道相接触，轨道是半径为r的圆柱形导体，轨道间距为d。弹丸沿轨道可以自由滑动。恒流电源$\mathscr{E}$、弹丸和轨道构成一闭合回路，回路中电流为I。

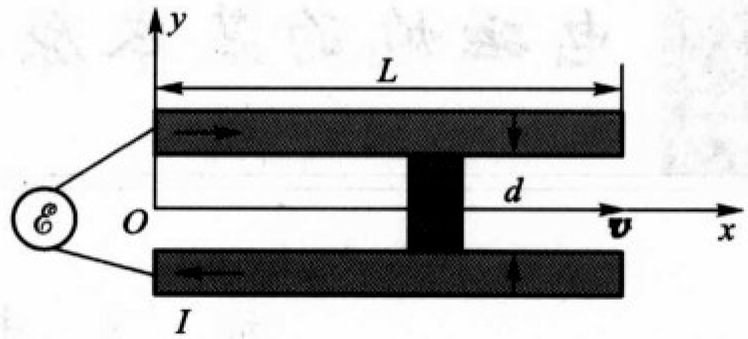


图51－2

取对称轴线为Ox轴，弹丸处的磁场强度可以近似当作两根半无限长的载流圆柱在该点激发的磁感应强度之和，根据毕奥－萨伐尔定律可推得

$$B = \mu_0 I\left[4\pi\left(r + \frac{d}{2} + y\right)\right]^{-1} + \mu_0 I\left[4\pi\left(r + \frac{d}{2} - y\right)\right]^{-1}$$

弹丸所受磁场力的大小为

$$F = \int_{-\frac{d}{2}}^{\frac{d}{2}} BI\mathrm{d}y = \left(\frac{\mu_0 I^2}{2\pi}\right)\ln\frac{d + r}{r}$$

磁场力F的方向沿Ox轴正向，弹丸从静止起被磁场沿Ox轴正向加速运动，弹丸出口时达到的速率为

$$v = \left(\frac{2FL}{m}\right)^{\frac{1}{2}} = \left[\frac{L\mu_0 I^2}{\pi m}\ln\frac{(d + r)}{r}\right]^{\frac{1}{2}}$$

由此可见，要想获得弹丸的高速度，必须供给轨道强大的电流。通常该电流的数值在兆安级，而电流的脉冲宽度在毫秒数量级。同时，在强脉冲电流的作用下，轨道炮中弹丸的加速度可达重力加速度的几十万倍，因此，轨道炮只需要较短的导轨，就能使弹丸获得很高的速度。假设弹丸质量$m = 10.0\ \mathrm{kg}$，$l = 4\,500\ \mathrm{kA}$，$d = 120\ \mathrm{mm}$，$r = 6.7\ \mathrm{cm}$，弹丸从静止起经过路程$L = 4.0\ \mathrm{m}$加速后由上式可得$v = 1.82\ \mathrm{km\cdot s^{-1}}$的速度。

当弹丸质量为3.1 g时，目前的实验已能获得的速度可达$10.1\ \mathrm{km\cdot s^{-1}}$。为适应地面战术武器的应用，人们追求的目标是将千克级的弹丸通过电磁力加速到$2.5\sim4\ \mathrm{km\cdot s^{-1}}$；而对于天基战略防御拦截导弹的武器（部署在航天器上的战略防御拦截导弹的武器），则要求将质量为几克至几十克的弹丸加速到$20\ \mathrm{km\cdot s^{-1}}$以上。

由于一般的火炮受结构和材料强度的限制，使发射弹丸的速度不超过$2\ \mathrm{km\cdot s^{-1}}$，火炮的自重又严重影响它的效率（自重多达有效负荷的130倍）。

而轨道炮的结构简单,适用范围广,且发射的几乎全是有效负荷,所以它是一种具有吸引力的高新技术。不仅可作为现代武器用于天基战略反导弹及反装甲和防空等地面战术武器,还可用于各类高速碰撞,如碰撞核聚变、流星体碰撞研究等。当前的问题是高速弹丸及导轨在强电流下产生的烧蚀,加上其它的一些技术关键问题,还处于实验阶段。可以预期,随着高温超导材料的实现及相关技术的发展,必将导致轨道炮成为一种有效的武器。

参考文献

[1]　马文蔚等改编. 物理学(第四版). 北京:高等教育出版社,1999
[2]　宋士贤主编. 工科物理教程. 陕西:西北工业大学出版社

52 磁 透 镜

丁世荣　佘守宪

在许多电真空器件中(特别是电子显微镜),磁聚焦比静电聚焦应用得更广泛。一般电磁学教科书中,在定性说明磁聚焦原理时,都是分析长直螺线管中均匀磁场的聚焦现象。然而实际上用得更多的是短线圈中非均匀磁场的聚焦作用。这种线圈对带电粒子束的作用与光学中的透镜对光线的作用相似,因此,把这种线圈称之为磁透镜。

磁透镜中的静磁场是具有一定横截面的圆形线圈绕组通以恒定电流产生的(见图 52 - 1),具有轴对称性。通常为了获得必要的放大率,这种透镜线圈的横截面尺寸(长度和厚度)较其平均半径要小得多,因此,可近似地把它看成一个圆形线圈(见图 52 - 2)。由毕奥 - 萨伐尔定律可计算出轴线(z 轴)上的磁感应强度 B_z 为

$$B_z = \frac{B_0}{(1 + z^2/R^2)^{3/2}} \tag{1}$$

其中,

$$B_0 = \mu_0 \frac{NI}{2R} \tag{2}$$

式中,μ_0 为真空的磁导率,N 为线圈的匝数,I 为线圈中的电流强度,R 为线圈的半径。

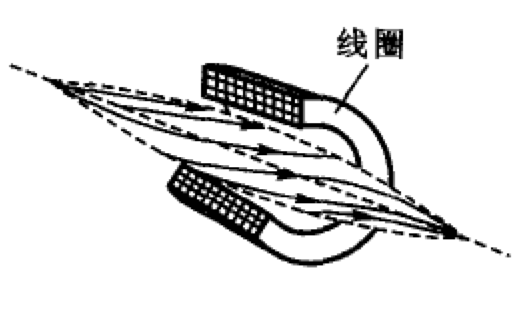


图 52 - 1　磁透镜

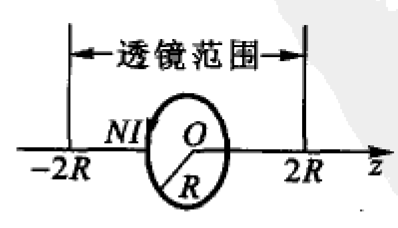


图 52 - 2

由式(1)可以计算出,当 $z=\pm 2R$ 时,B_z 将下降到最大值 B_0 的 10% 以下,因此离开线圈距离大于 $2R$ 的区域,磁场已显著减弱,故可以认为当电子通过线圈时,只是在 $-2R<z<2R$ 范围内才受到磁场的作用(图 52-2)。这种透镜的焦距一般较长,远大于透镜的作用范围,所以它是一种薄透镜。另外,我们所讨论的是在 z 轴附近的电子束运动,因而满足近轴条件,在计算中可认为电子至 z 轴的距离 r 在透镜中近似为常数。

下面在近轴条件下求薄磁透镜的焦距。为表述方便建立一圆柱坐标系,以磁场的对称轴为 z 轴,以圆线圈的中心为坐标原点。考虑这样一种理想情况:所有电子都以相同的速度平行于 z 轴运动,但在垂直于 z 轴的平面中,在 z 轴附近有一个有限的分布范围。这束电子进入一个厚度为 $4R$ 的磁场区域,在磁场的作用下这束电子聚焦于 z 轴上的一点。在这种情形下,对电子束起聚焦作用的是对称轴附近的磁场。

为了后面的应用,先利用静磁场的高斯定理导出近轴条件下的 B_z 和 B_r 的关系式。如图 52-3 所示,在磁场区域内以 z 轴为中心轴作一半径为 r、长度为 dz 的圆柱形高斯面。由于磁场具有轴对称性,在圆柱体的侧面上,磁感应强度的径向分量 B_r 处处相等,通过侧面的磁通量为 $2\pi r dz B_r$。设在左侧底面处,轴向磁感应强度为 B_z,在右侧底面处为 B_z+dB_z,由此可计算出左右两底面上的磁通量分别为 $-\pi r^2 B_z$ 和 $\pi r^2(B_z+dB_z)$,于是由磁场的高斯定理 $\oint_A \boldsymbol{B}\cdot d\boldsymbol{A}=0$ 得

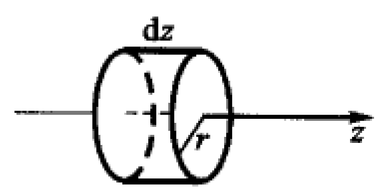


图 52-3

$$B_r=-\frac{r}{2}\frac{dB_z}{dz} \tag{3}$$

式(3)是在近轴条件下,轴对称静磁场中磁感应强度的径向分量 B_r 与轴向分量的变化率 $\frac{dB_z}{dz}$ 之间的关系式,它在下面的焦距公式推导中起着重要作用。

对于圆形电流所产生的轴对称磁场,在柱坐标系中磁感应强度只有径向和轴向两个方向的分量,故磁感应强度的表示式为

$$\boldsymbol{B}=\boldsymbol{r}B_r+\boldsymbol{k}B_z$$

电子在磁场中的速度表示式为

$$\boldsymbol{v}=\boldsymbol{r}\dot{r}+\boldsymbol{\varphi}r\dot{\varphi}+\boldsymbol{k}\dot{z}$$

以上两式中的 $\boldsymbol{r}$、$\boldsymbol{\varphi}$ 和 $\boldsymbol{k}$ 是柱坐标系的单位矢量。电子在磁场中所受的作用力是洛伦兹力,即

$$\boldsymbol{F}=-e\boldsymbol{v}\times\boldsymbol{B} \tag{4}$$

由式(4)可求得电子在磁场中所受的切向力为

$$F_\varphi = -e(\dot{z}B_r - \dot{r}B_z)$$

根据角动量定理,有

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}(mr^2\dot{\varphi}) = rF_\varphi = -er(\dot{z}B_r - \dot{r}B_z) \tag{5}$$

将式(3)代入式(5),可得

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}(mr^2\dot{\varphi}) = \frac{1}{2}e\left(r^2\dot{B}_z + \frac{\mathrm{d}r^2}{\mathrm{d}t}B_z\right)$$

$$= \frac{e}{2}\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}(r^2B_z) \tag{6}$$

由于电子进入磁场区域前,沿平行于 z 轴方向运动,由此得出初始条件:$B_z = 0$,$\dot{\varphi} = 0$。在此初始条件下积分式(6),得

$$\dot{\varphi} = \frac{e}{2m}B_z \tag{7}$$

欲求透镜的焦距,需考察电子的径向运动。根据牛顿第二定律,并考虑到电子的径向加速度为 $a_r = \ddot{r} - r\dot{\varphi}^2$,洛伦兹力的径向分量为 $F_r = -eB_zr\dot{\varphi}$,得电子的径向运动方程

$$m(\ddot{r} - r\dot{\varphi}^2) = -eB_zr\dot{\varphi} \tag{8}$$

将式(7)代入式(8),得

$$m\ddot{r} = -\frac{e^2B_z^2}{4m}r \tag{9}$$

上式还可以进一步改写为

$$\mathrm{d}(m\dot{r}) = -\frac{e^2r}{4m}B_z^2\mathrm{d}t = -\frac{e^2r}{4mv_z}B_z^2\mathrm{d}z \tag{10}$$

前面已经提及,在近轴条件下,电子高速通过薄的磁透镜时,r 与 v_z 的变化均可忽略。于是由式(10)可求得电子通过磁透镜后所获得的总径向动量为

$$p_r = \int\mathrm{d}(m\dot{r}) = -\frac{e^2r}{4mv_z}\int_{-\infty}^{\infty}B_z^2\mathrm{d}z \tag{11}$$

设电子通过磁场后转向 z 轴的偏转角为 α(见图 52-4),则有

$$\tan\alpha = \frac{-p_r}{p_z} \tag{12}$$

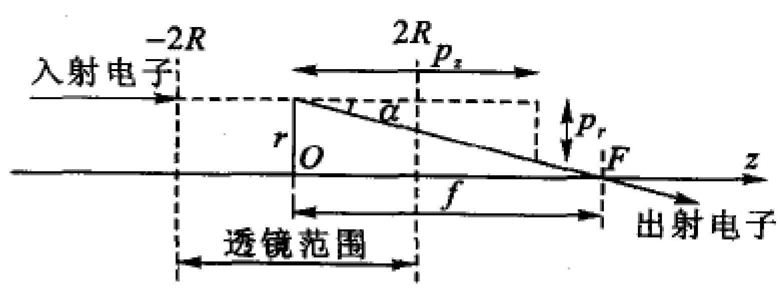


图 52-4

在光学中，当离轴线距离为 r 的一束光线通过焦距为 f 的薄透镜时，它被偏转了一个角 α，则有

$$\tan\alpha = \frac{r}{f} \tag{13}$$

由式(12)和式(13)得

$$f = -\frac{rp_z}{p_r} \tag{14}$$

将式(11)代入式(14)，并考虑到 $p_z = mv_z$，得磁透镜的焦距 f

$$f = \frac{4m^2v_z^2}{e^2\int_{-\infty}^{\infty} B_z^2 \mathrm{d}z} \tag{15}$$

由式(1)可计算出式(15)中的定积分值

$$\int_{-\infty}^{\infty} B_z^2 \mathrm{d}z = \frac{3\pi R}{8} B_0^2 \tag{16}$$

将式(16)代入式(15)，最后将焦距公式写成

$$f = \frac{32m^2v_z^2}{3\pi e^2 B_0^2 R} \tag{17}$$

上式表明，f 与 r 无关，可见所有平行于 z 轴的近轴电子通过圆形电流线圈后会聚于 z 轴上一点，该点就是磁透镜的焦点。

由于电子在非均匀磁场中的运动比在均匀磁场中要复杂得多，故分析短线圈的聚焦原理也困难得多。但从上面的计算过程可以看到，由于应用了磁场的高斯定理，使我们可以在不考虑电子在磁场中运动细节的情况下求得电子获得的总径向动量，从而方便地求得了磁透镜的焦距公式。

参 考 文 献

[1] 陈文雄等编著. 电子光学基础. 北京：北京大学出版社，1986:192
[2] J. D. 劳逊著. 带电粒子束物理学. 北京：原子能出版社，1988:42

53 汽车测试用的五轮仪

房室致　梁春田

五轮仪是用来测量汽车、拖拉机等机动车辆的运行距离、时间、瞬时速度等各项运动参数的精密仪器。测量距离可以精确到 10^{-3} m。可以测量机动车轴启动加速到一定速度时的运行距离和刹车制动时的滑行距离，这类距离是各种机动车辆动力性能的重要指标。使用时，将仪器固定在机动车辆的后边或侧面，随之一起运行，像机动车辆的第五个轮子一样，故称第五轮仪或五轮仪。

五轮仪由转动和非转动两部分组成。图 53－1 为其工作原理示意图。

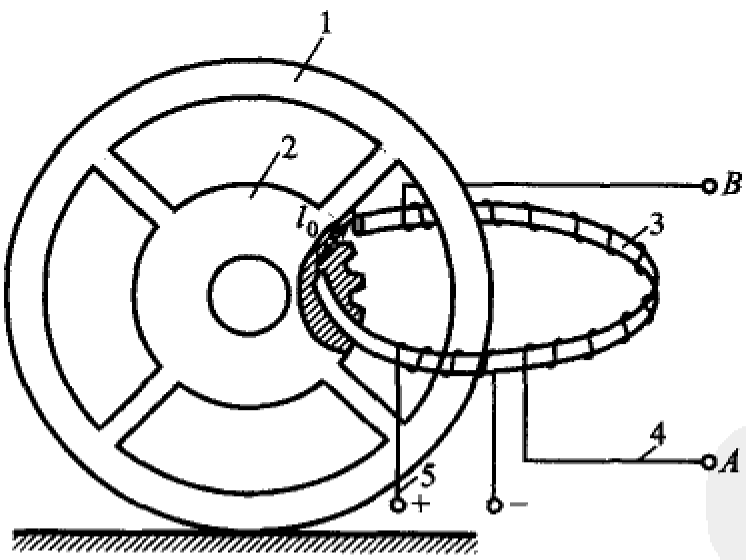


图 53－1　五轮仪工作原理示意图

1. 小自行车后轮　2. 齿盘（155 个齿）　3. 电磁铁铁心
4. 输出线圈（次级线圈）　5. 电磁铁绕组（初级线圈）

如五轮仪转动部分采用国产标准的小自行车后轮，周长 1.550 m，轮上有圆形齿盘，盘周有 155 对齿顶和齿隙。非转动部分是电磁铁系统。当每对齿顶和齿隙扫过电磁铁一次，就从输出线圈的 A、B 端向单板机输出一个电流脉冲信号。两个完整的脉冲信号之间的距离就相当于机动车辆运行了 10^{-2} m 的路程，

知道了脉冲信号的数目，就可以知道机动车辆运行的距离。这些脉冲信号经运算和数据处理后，将所需数据（如距离 s、时间 t、瞬时速度 v 等）打印在纸带上，这就是所需要的性能指标。

脉冲信号的产生，乃是由于齿顶和齿隙扫过电磁铁时磁通量的突然变化。下面分析这种变化。

磁场安培环路定理指出，磁场强度 $\boldsymbol{H}$ 沿任一闭合路径的环流等于该闭合路径所围曲面穿过的全电流，即

$$\oint_L \boldsymbol{H} \cdot \mathrm{d}\boldsymbol{l} = \sum_{i=1}^{k} I_{ci} + I_d$$

对于稳恒传导电流磁场，位移电流 $I_d = 0$；当齿隙和电磁铁相对时，上式可简化为

$$Hl + H_0 l_0 = NI \tag{1}$$

式中，l 和 l_0 分别表示环形电磁铁中心轴线上的铁心和间隙的长度，H 和 H_0 分别表示铁心和间隙内的磁场强度，N 和 I 分别表示电磁铁初级线圈的匝数和电流强度。

磁场的高斯定理指出穿过任一闭合高斯面的磁通量等于零。即

$$\oint_A \boldsymbol{B} \cdot \mathrm{d}\boldsymbol{A} = 0$$

所以，穿过垂直于中心轴线的铁心截面 A 和垂直于中心轴线的间隙截面 A_0 的磁通量 Φ_1 应相等，即

$$\Phi_1 = BA = B_0 A_0 \tag{2}$$

式中，B 和 B_0 分别表示铁心截面和间隙截面的磁感强度。这里把截面上的磁场强度简化为匀强的，不影响下面的讨论结果。注意到磁场强度与磁感强度之间的关系式

$$B = \mu_r \mu_0 H \quad B_0 = \mu_1 \mu_0 H_0$$

式中，μ_r 和 μ_1 分别表示铁心和间隙空气的相对磁导率，μ_0 是真空磁导率。

将上两式和式(1)、式(2)联立求解，得

$$\Phi_1 = \frac{NI}{\dfrac{l}{\mu_r \mu_0 A} + \dfrac{l_0}{\mu_1 \mu_0 A_0}} \tag{3}$$

按照同样的原理，当齿顶和电磁铁相对时，可以得到磁通量 Φ_2 为

$$\Phi_2 = \frac{NI}{\dfrac{l}{\mu_r \mu_0 A} + \dfrac{l_0}{\mu_2 \mu_0 A_0}} \tag{4}$$

式中，μ_2 为齿顶的铁磁质的相对磁导率。

我们知道，空气和铁磁质的相对磁导率相差数千倍，所以 Φ_1 和 Φ_2 也相差很多。这表明，电磁铁上的次级线圈内的磁通链，因齿顶和齿隙接连扫过而突然发生显著变化。这样，当每对齿顶和齿隙扫过电磁铁时，从次级线圈 A、B 端就会输出一个电流脉冲信号，这就是五轮仪的工作原理。

54 磁光盘的物理原理

陈国庆　吴亚敏

当今社会已进入信息时代，对信息存储设备提出了高密度、大容量、低成本的要求，单纯的磁记录方式要进一步提高记录密度有局限性。光存储技术的产生，使存储密度提高了 1～2 个数量级，但普通光盘（如 CD、CD－ROM）是只读盘，只能一次性写入。在此基础上，近年发展的磁光存储技术日趋成熟。

磁光存储既具有光存储的高密度、大容量的特点，磁光盘的读写使用激光束，可聚焦到 1 μm 甚至更小，磁光盘的存储密度和容量比普通磁盘要大大提高。同时，又具有磁存储可擦写的特点，可反复读写，快速随机存取。所以，磁光盘存储技术的出现被称为信息存储技术的一次革命。

一　磁光盘存储介质的物理性能

磁光盘存储介质材料首先必须具有垂直磁化的特性，即易磁化方向与介质表面垂直；其次，必须具有合适的居里温度（大约在 250～300 ℃）；最后，具有尽可能大的磁光克尔转角（0.4～0.7 度），当然，还要能承受百万次以上的信息写、擦与重写。

据此，磁光记录材料均采用稀土－过渡金属合金薄膜介质，如非晶态 TbFeCo、GdTbFeCo 合金膜。

二　磁光盘的存储原理

磁光存储，用一束强激光聚焦到磁光记录介质薄膜上，热磁写入和擦除信息，利用磁光克尔效应读出信息。

1. 写入原理

磁光盘的写入过程利用了铁磁材料存在一特定的临界温度即居里点的原理（如图 54－1(a)），基片上制备一层合适的磁性介质，并预先被磁化为各点磁化强度 M 朝上，这就构成了一张用来记录信息的空白磁光盘。

当垂直磁化的介质受到一聚焦激光束照射时，被照射点温度升至居里点，这个小区域的铁磁材料变为顺磁质，磁化强度 M 的取向由外磁场决定，这外磁场使顺磁的小区域（照射点）M 方向发生翻转。激光束移开后，该点温度下降，M 的取向就被固定下来（如图 54－1(b)）。

介质中磁化强度 M 取向的上、下对应信息“0”和“1”，以要记录的信息控制激光束的“通”或“断”，同时在读/写头上装置的一个微型线圈提供与预磁化方向相反的外磁场，随着磁光盘的转动和激光束的径向移动，就在磁光盘上建立了与要被记录的信息相对应的“1”和“0”状态序列，即一个二进制码（如图 54－1(c)）。

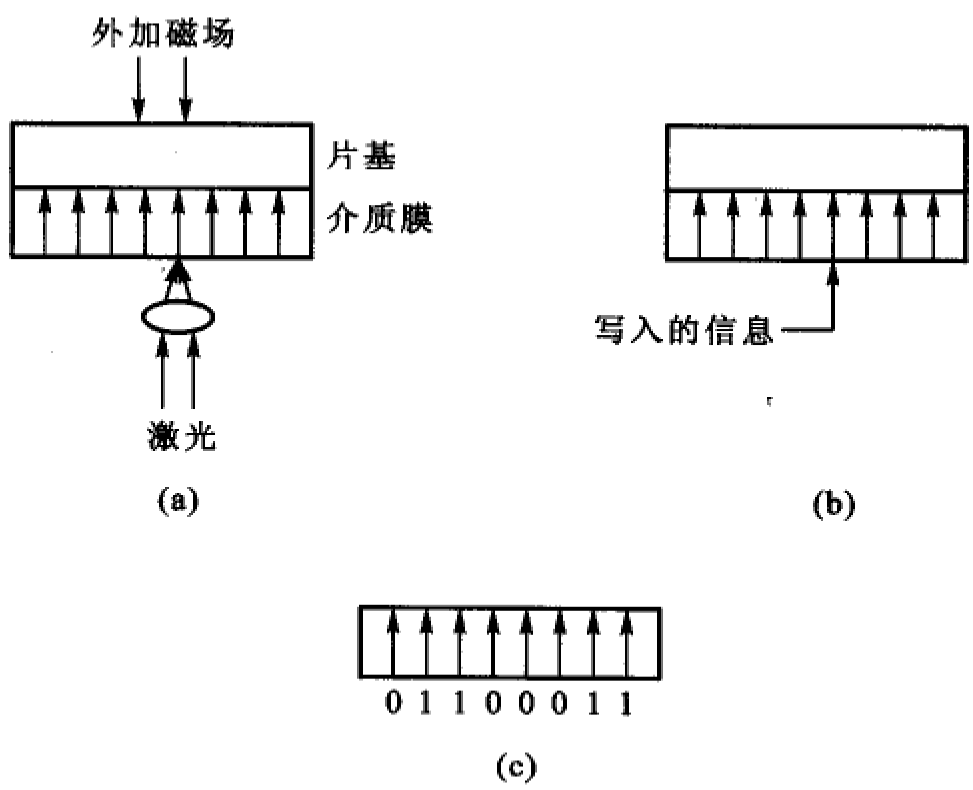


图 54－1　写入原理

2. 读出原理

从磁光盘读取信息利用了磁光克尔效应，这里是极向磁光克尔效应（如图 54－2(a)）。一束线偏振光入射在磁化了的介质表面时，反射光一般是椭圆偏振光，以椭圆长轴表示的反射光“偏振面”相对入射偏振光的偏振面将旋转一定的角度，这个转角称为磁光克尔转角 θ，它是与介质的磁化有关的。

如图 54－2(b)所示，一束线偏振激光照射到已记录信息的磁光盘上，反射光偏振角旋转角度 θ，旋转的方向取决于 M 向上还是向下。在 M 向上的点上，反射光偏振面顺时针偏转，在 M 向下的点上，反射光偏振面逆时针偏转。调整偏振光分析器 P 的轴向，使偏振面顺时针偏转的反射光不能通过，偏振面逆时针偏转的反射光能通过，这样出射光再现了记录的信息“1”和“0”。随着激光束的扫描，通过光电转换器，将出射光变成电信号，就完成了读出过程。

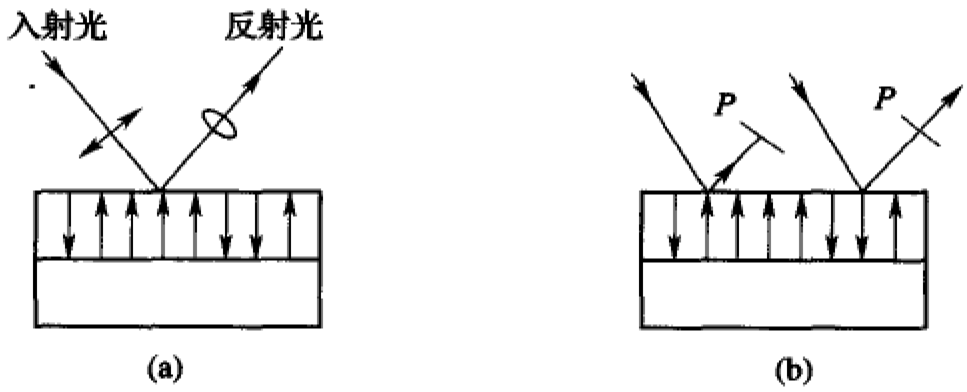


图 54－2 读出原理

3．磁光存储系统

磁光存储系统如图 54－3 所示，高功率半导体激光器发出调制激光束，半导体激光器的特征椭圆光轮廓经光学系统准直并变圆，以便能明锐地聚焦到磁光盘上。偏压线圈提供反转磁场，偏振分光器 P1 将反射光转向，同时减少对激光器的反馈，偏振分光器和微分检测器组成数学检测器，读取数据。同时象限检测器用来监控聚焦和跟踪的偏差。一旦存在偏差，即产生误差讯号，反馈到伺服电机，以纠正偏差。

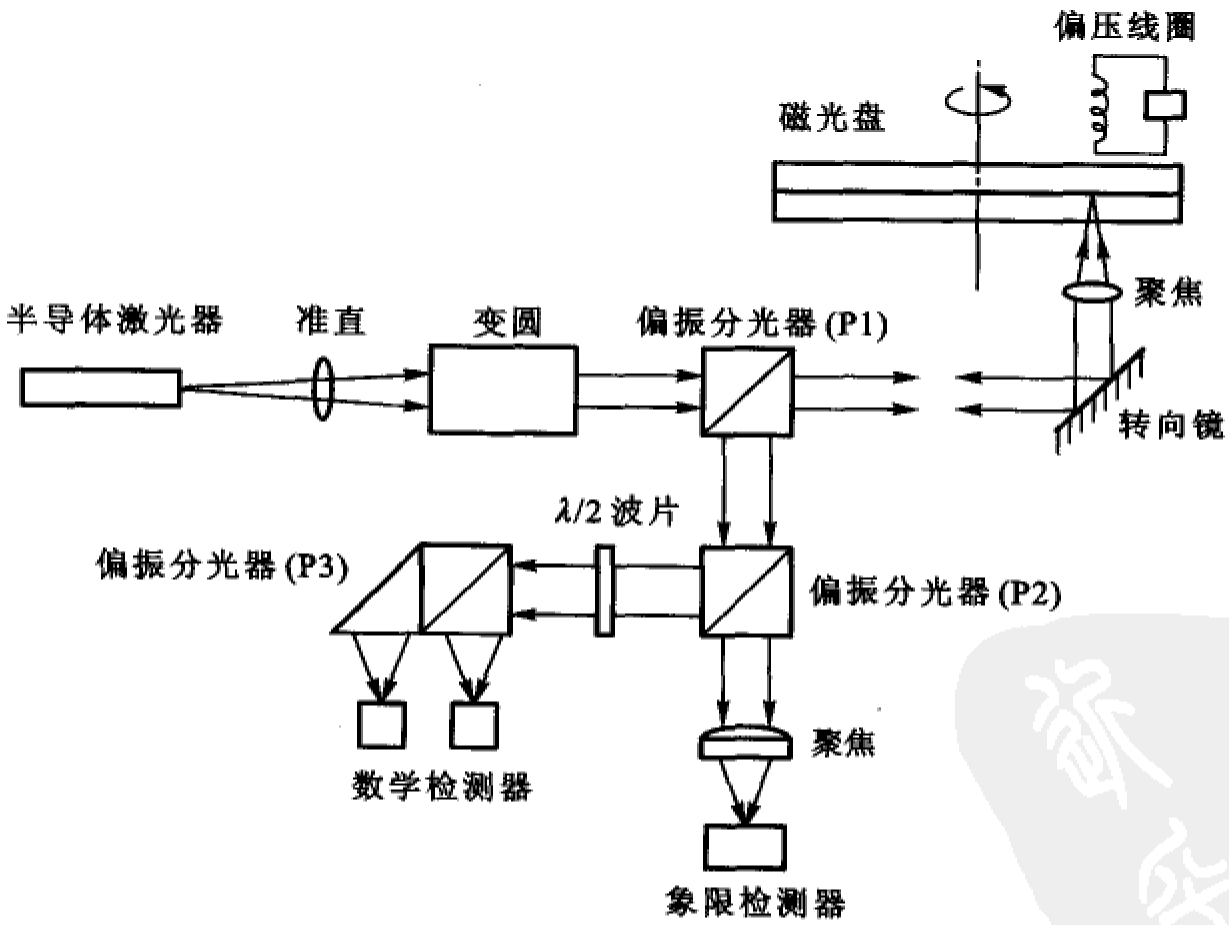


图 54－3 磁光存储系统

三 磁光盘的发展

1991 年 3.5 英寸 128 Mb 磁光盘问世，1999 年 3.5 英寸磁光盘的容量已达到 1.3 Gb，目前已制成 2.5 Gb 的 3.5 英寸磁光盘。

磁光盘发展的主要方向，一是通过采用短波长（蓝光）记录读出技术、磁超分辨读出技术（MSR）、磁畴放大读出技术（MAMMOS）、畴壁移动检测技术（DWDD）等方法，大幅度提高存储密度；二是通过采用直接重写技术、多光头记录和读出技术等方法，提高数据传输速率；三是研制新的磁光材料，进一步提高磁光盘的可靠性和使用寿命。存储密度 100 Gb · $inch^{-2}$、传输速率 100 Mbps 的磁光盘不久将会制成。

基于物理原理的磁光存储技术正在飞速发展，必将给当今信息社会带来巨大影响。

参考文献

[1] 马文蔚等改编. 物理学(中册). 第四版. 北京:高等教育出版社,1999, 185－198

[2] 王代殊. 光存储技术简介. 现代物理知识. 1996,7(5) 14－16

[3] 宛德福. 罗世华. 磁性物理. 北京:电子工业出版社, 1987

[4] M. H. Kryder, W. Messner and L. R. Carley. *J. Appl. Phys*, 1996, 79: 4485

[5] 张约品. 磁光盘存储技术综述. 激光与红外. 2002,32(6) 382－385

55 地下金属管线探测

曾铁坚　刘振华　吴思刚

在城市建设、石油、化工等部门的生产施工中往往需要确定地下金属管线的位置、走向和埋覆深度。利用电磁学基本原理,借助电子技术就能方便、准确地进行探测。

一　探测原理

埋在地下的金属管线与土壤接触,由于金属的电阻率 ρ_j 远小于土壤的电阻率 ρ_t,在一定的管线长度范围内可以将金属管线、土壤组成的系统看成闭合的导线回路。当给地下金属管线通以电流 i 时,由于 $\rho_j \ll \rho_t$,故金属管线上的电流密度远远大于土壤中的电流密度,金属管线上的电流产生的磁场强度亦远远大于附近土壤中的电流产生的磁场强度。

将载流金属管线近似地作为电流 i 的无限长直载流导线,则在其附近某点的磁感应强度的大小可表示为

$$B = \frac{\mu i}{2\pi r} \qquad (\mu = \mu_0 \mu_r)$$

其中,r 为管线中心到所考察点的距离。磁场线的分布为一组同心圆,磁感应强度方向沿同心圆的切线方向,如图 55－1 所示。如将地表面上,金属管线正上方的点 c 取为坐标原点 O,那么距点 c 均为 x 的对称两点 a 和 b 的磁感应强度 $\boldsymbol{B}_a$ 和 $\boldsymbol{B}_b$ 可分解为垂直分量 $B_\perp$ 和水平分量 $B_{/\!/}$,且有

$$B_\perp = B\sin\theta = \frac{\mu i}{2\pi}\frac{x}{h^2 + x^2}$$

$$B_{/\!/} = B\cos\theta = \frac{\mu i}{2\pi}\frac{h}{h^2 + x^2}$$

式中,h 为管线的埋覆深度,x 为点 a 和点 b 分别到管线正上方 c 点的距离。

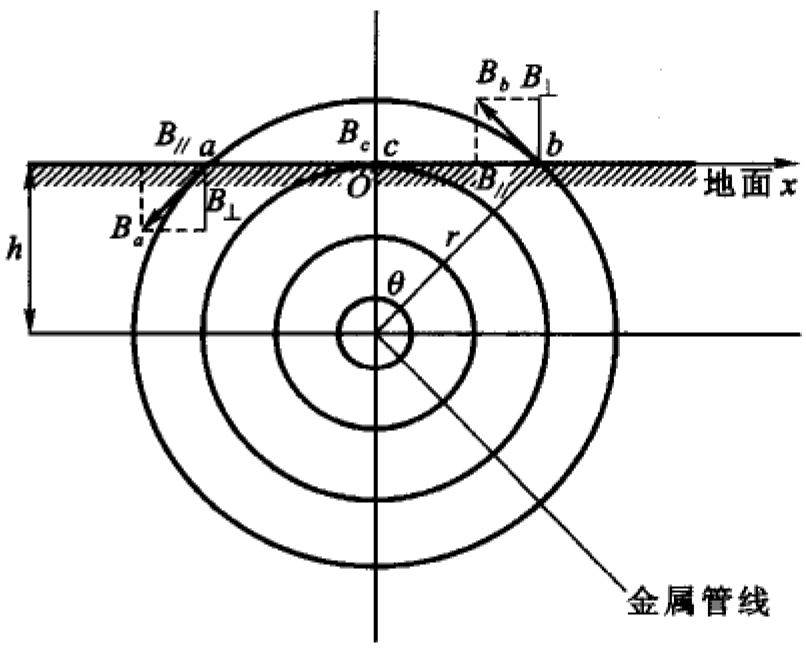


图 55 －1

当管线上载有交变电流 i 时，由此产生的磁场也是交变的。现将一个横截面积为 A、匝数为 N 的直螺线管放在地面上，螺线管的轴线与地面垂直。螺线管截面积 A 要足够小，致使管内的磁场可看作是均匀磁场。当直螺线管放在地面上的不同位置时，由法拉第电磁感应定律可知，在螺线管中产生的感应电动势 $\mathscr{E}$ 为

$$\mathscr{E} = N\frac{\mathrm{d}\phi}{\mathrm{d}t} = NA\frac{\mu}{2\pi}\frac{x}{h^2+x^2}\frac{\mathrm{d}i}{\mathrm{d}t}$$

式中，$\frac{\mathrm{d}i}{\mathrm{d}t}$为电流的变化率。在金属管线正上方 c 点，即 $x=0$ 处，磁感应强度 B 的垂直分量为零，即 $B_\perp=0$。由上式可知感应电动势亦为零，即 $\mathscr{E}_c=0$。除 c 点外的其它各点，由于 $B_\perp$ 不为零，所以 $\mathscr{E}$ 亦不为零。因此，在螺线管两端就有感应电动势存在。通过理论计算和实测，感应电动势在地面上的分布，大致如图 55 －2 所示。在 $\mathscr{E}=0$ 这点的下方就是金属管线埋设的确切位置。

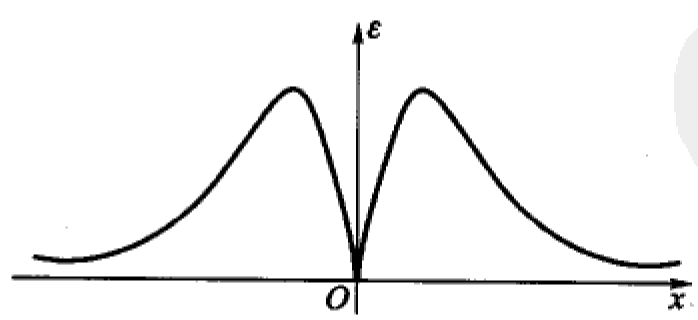


图 55 －2

如果使螺线管的轴线与地面成 45°角，如图 55 －3 所示，由上述讨论可知点 a 的感应电动势为零，即 $\mathscr{E}_a=0$。其余各点感应电动势均不为零，这时螺线管的轴线通过金属管线的中心 O 点，在地面上管线正上方点 c 距点 a 的距离 ac 等于管线的埋覆深度 h。因此，在地面上测出 ac 的距离就能确定金属管线的埋覆

深度。

地下金属管线上的交变电流是如何产生的呢？一般采用两种方法。

1. 直接法　这种方法是将暴露于地表的金属管接头接到交变电源的一端，而电源的另一端接到一根接地棒上，如图 55－4 所示。

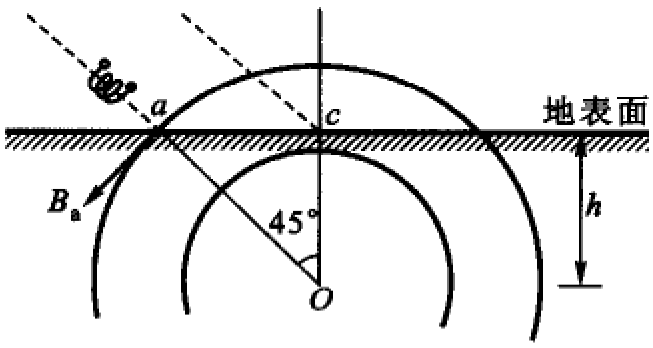


图 55－3

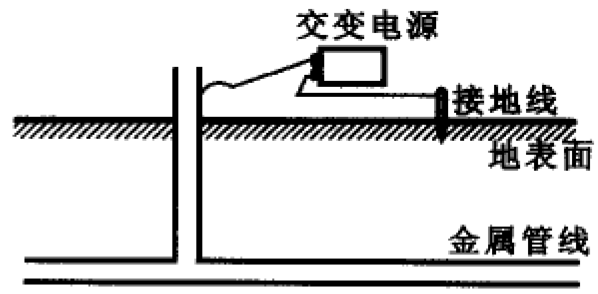


图 55－4

2. 感应法　这种方法是将交变电源的两端接到一个线圈上，线圈产生的交变磁场使金属管线上产生感应电流，如图 55－5 所示。

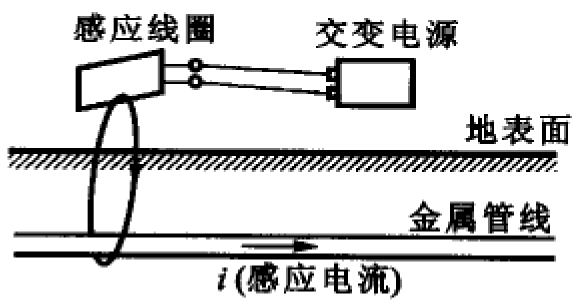


图 55－5

二　地下金属管线探测仪的原理及结构

探测仪一般都设计成可使用两种电流注入方式。仪器分为两部分：一是交变电源，通常称发送机；二是接收机，它用来检测由探测螺线管产生的感应电动势。

发送机由振荡器、功率放大器、转换开关和线圈组成。振荡器产生一个频率为 f_0 的稳定交变电压信号，送入功率放大器进行功率放大后输出，转换开关用来进行直接法和感应法的转换，并兼有阻抗匹配选择的功能。

接收机由前置放大器、两个选频放大器和功率放大器组成。前置放大器将探测螺线管中的微弱感应电动势放大，送入选频放大器中进行选频放大，滤掉各种干扰及噪声，经功率放大即可推动扬声器发声指示信号的强弱，又可经电平转换后驱动电压表指示信号的强弱。这样就能准确地探测地下金属管线的位置、走向和深度。

金属管线探测仪充分运用了电磁感应原理，其结构简单，精度较高，在生产实际中得到广泛的应用。

56 显像管偏转线圈的绕线规律

张本袁

电子显像要靠偏转技术，通常的电子偏转技术有两种：电偏转与磁偏转。

电视显像管的荧光屏比较大，为使荧光粉在电子束轰击下有效发光，常常要求 10^4 V 的电压对电子加速。可以计算，对如此高速的电子作大角度的偏转，静电偏转电压将高达 10^3 V，这在技术上是很难实现的。另外，静电偏转常会引起电子束的发散，影响显像质量。因此，电视采用磁偏转技术。

在磁场中，电子受洛伦兹力的作用，

$$\boldsymbol{F}_{\mathrm{L}} = (-e)\boldsymbol{v} \times \boldsymbol{B} \tag{1}$$

e 为电子电量，$\boldsymbol{v}$ 为电子速度，$\boldsymbol{B}$ 为磁感应强度。当电子的速度恒定时，洛伦兹力的大小和方向完全由电子所在区域的磁感应强度的大小和方向决定。

如图 56－1 所示，设电子的速度沿 z 轴方向，若磁场由负 y 轴方向的最大值变为正 y 轴方向的最大值，则电子的偏转角将由 $-\varphi$ 角变为 φ 角，荧光屏上达到的相应幅度为 $a'a$。若要保持电子束在 x 轴方向的扫描不变，唯有保持磁感应强度沿 y 轴方向不变。而显像管中的偏转磁场是在管颈中靠颈外的偏转线圈产生的（如图 56－2 所示）。如何在截面为圆形的管颈内实现一个方向不变的磁场，成了偏转线圈制作的技术关键。

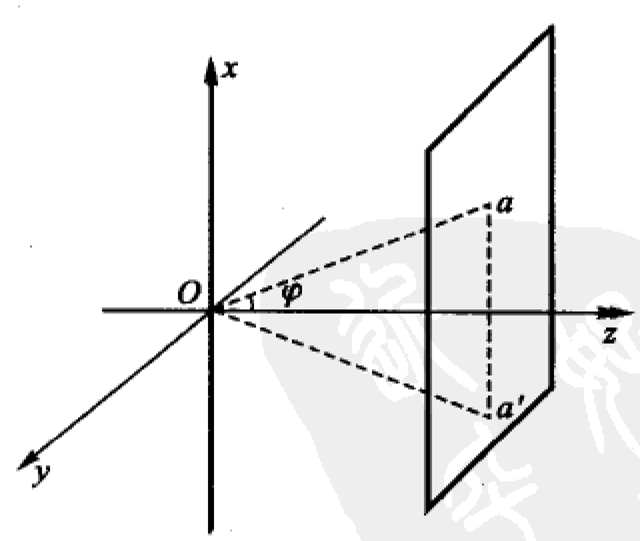


图 56－1

图 56－3 是显像管管颈部分的截面图。偏转线圈的导线沿轴向绕制，紧贴管颈外壁。在任何时刻，无论导线中的电流多大，由此线圈中的电流产生的磁感应强度的方向始终沿 y 轴方向。

由图 56－3 可见，绕线截面构成一个圆弧，圆弧的外面是磁介质（图 56－4）。我们选择图 56－3 中所示的回路，对此回路应用安培环路定理

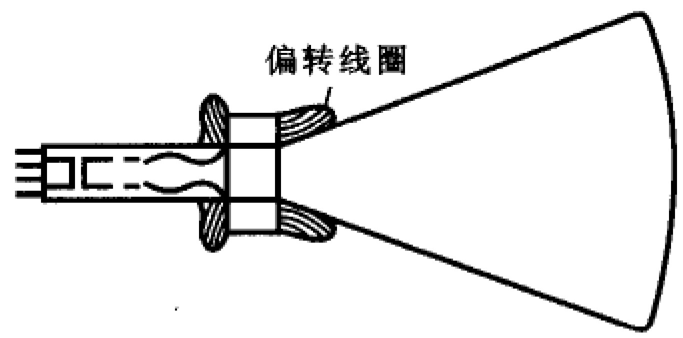


图 56 - 2

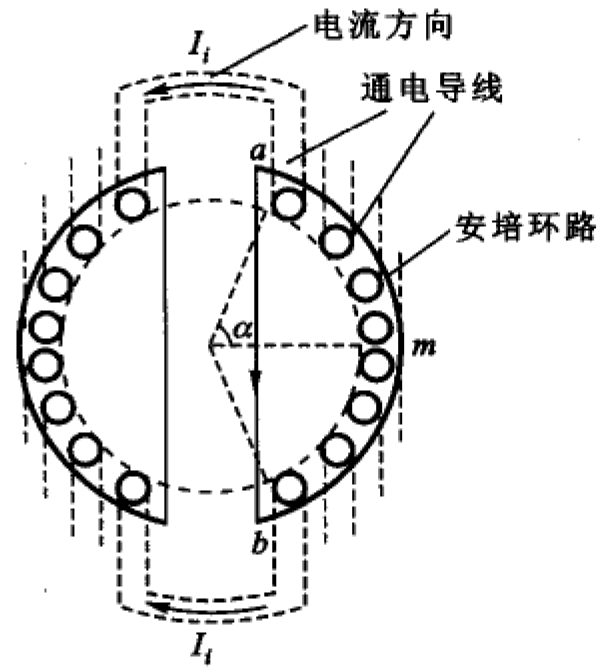


图 56 - 3

$$\oint \boldsymbol{H} \cdot \mathrm{d}\boldsymbol{l} = \sum_i I_i \tag{2}$$

式(2)右边为环路 $abma$ 中的总电流。设在某一时刻,电路中的电流为 I,则

$$\begin{aligned}\sum_i I_i &= I\int_{-\alpha}^{\alpha} n(\theta)\,\mathrm{d}\theta \\ &= 2I\int_0^{\alpha} n(\theta)\,\mathrm{d}\theta \end{aligned} \tag{3}$$

$n(\theta)$是圆心角为 θ 时偏转线圈的绕线密度,即表示单位圆心角内的线圈匝数。

将式(2)左边的积分改写为

$$\oint \boldsymbol{H} \cdot \mathrm{d}\boldsymbol{l} = \int_{ab} \boldsymbol{H}_1 \cdot \mathrm{d}\boldsymbol{l} + \int_{\widehat{ab}} \boldsymbol{H}_2 \cdot \mathrm{d}\boldsymbol{l} \tag{4}$$

由式(2)、(3)、(4)

$$\int_{ab} \boldsymbol{H}_1 \cdot \mathrm{d}\boldsymbol{l} + \int_{\widehat{ab}} \boldsymbol{H}_2 \cdot \mathrm{d}\boldsymbol{l} = 2I\int_0^{\alpha} n(\theta)\,\mathrm{d}\theta$$

因弧$\widehat{ab}$在磁导率为 μ 的磁介质内,而线$\overline{ab}$在磁导率为 μ_0 的空气内,故 $\boldsymbol{H}_1 = \boldsymbol{B}_1/\mu_0$,$\boldsymbol{H}_2 = \boldsymbol{B}_2/\mu$。于是上式可写成

$$\int_{ab} \frac{\boldsymbol{B}_1}{\mu_0} \cdot \mathrm{d}\boldsymbol{l} + \int_{\widehat{ab}} \frac{\boldsymbol{B}_2}{\mu} \cdot \mathrm{d}\boldsymbol{l} = 2I \cdot \int_0^{\alpha} n(\theta)\,\mathrm{d}\theta \tag{5}$$

根据磁场的边界条件及磁通的连续性原理,可得 $B_1 \doteq B_2$,又 $\mu \gg \mu_0$,所以(5)式中对$\widehat{ab}$的积分可以略去,这样式(5)简化为

$$\int_{ab} \boldsymbol{B}_1 \cdot \mathrm{d}\boldsymbol{l} = 2\mu_0 I\int_0^{\alpha} n(\theta)\,\mathrm{d}\theta \tag{6}$$

由图 56－3，且考虑到 B_1 在线 $\overline{ab}$ 上大小相等，可得

$$\int_{ab} \boldsymbol{B}_1 \cdot \mathrm{d}\boldsymbol{l} = 2B_1 R\sin\alpha \tag{7}$$

将式(7)代入式(6)，有

$$2B_1 R\sin\alpha = \int_0^{\alpha} 2\mu_0 I n(\theta)\,\mathrm{d}\theta \tag{8}$$

式(8)两边对 α 求导

$$RB_1\cos\alpha = \mu_0 I n(\alpha)$$

故

$$n(\alpha) = \frac{RB_1}{\mu_0 I}\cos\alpha \propto \cos\alpha \tag{9}$$

即要求偏转线圈的绕线密度按余弦分布。显然，当 $\alpha=0$ 时，绕线密度最大；$\alpha=\frac{\pi}{2}$ 时，绕线密度最小。实际的偏转线圈的绕线如图 56－4 所示。

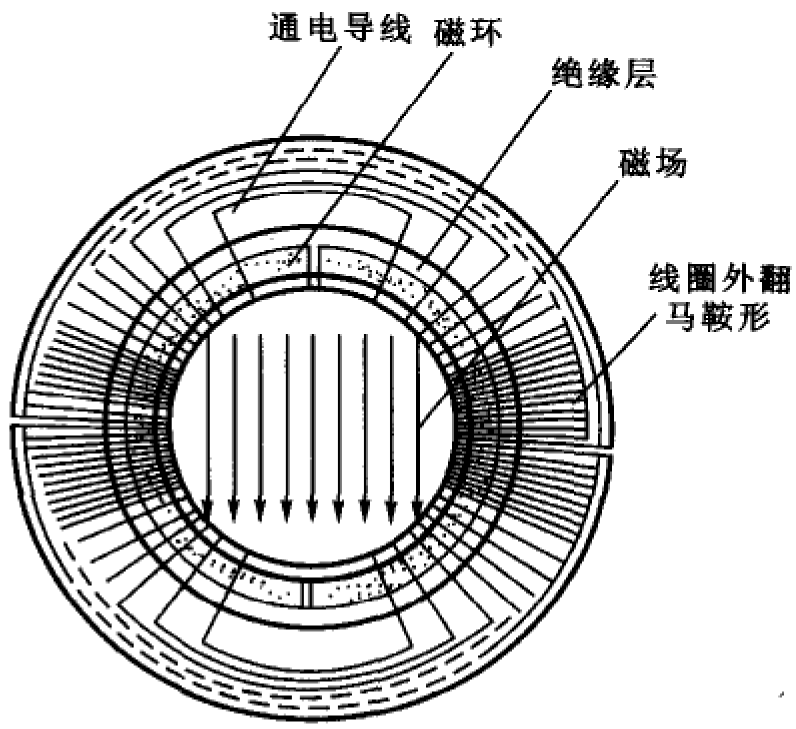


图 56－4

在显像管内，由偏转线圈产生的磁场仅仅分布于管颈中的有限长度内，如图 56－5 所示。电子束在磁场区域内作半径 $R=\frac{m_e v}{eB}$ 的圆周运动。电子束的实际轨迹是一段半径为 R 的圆弧。越过磁场区域后，电子将作速度为 v 的直线运动，直射荧光屏。电子的偏转角 φ 实际上就等于电子的圆弧轨迹所对的圆心角。

为了讨论的方便，上面只分析了电子束在一维磁场作用下的一维偏转。这种一维偏转的结果只在荧光屏上扫描出一条直线。为了获得一幅画面，电子束必须作二维扫描才行。所以，显像管中必须有二维磁场。按图 56－1 的规定，

电子束除了受 y 轴方向的磁场作用外，还必须同时受 x 轴方向的磁场作用。这样，它才能同时完成 x、y 两个方向的偏转运动。这时，当电子束载有图像信息时，屏上就会扫描出一幅画面。

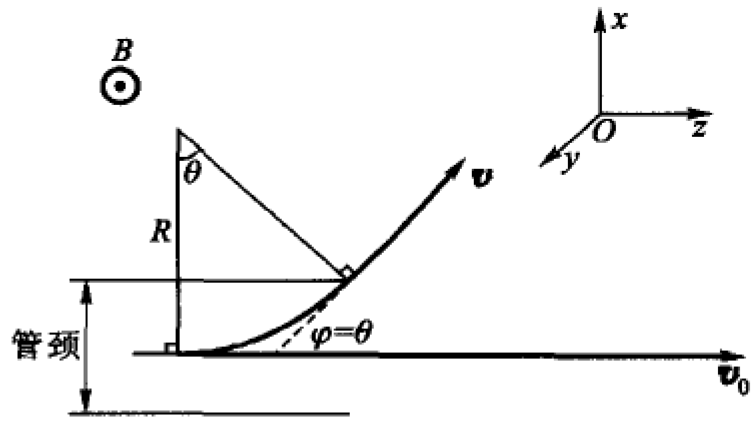


图 56－5

因此，显像管中的偏转线圈有两对。它们垂直分布，产生互相垂直的磁场。

偏转线圈由专门的模具绕制。偏转线圈外形像马鞍的原因是为了减小磁场不均匀性对电子束聚焦和偏转的影响，同时也是为了增加偏转线圈的有效长度而特别设计的。

参 考 文 献

[1] 罗桂祥等. 电视接受机原理. 北京：人民教育出版社，1981

PDG

57 磁流体发电

朱焯炜　吴义声

在磁场中的固体载流导体会产生霍耳效应，导电流体在磁场中同样会产生霍耳效应，这就是磁流体发电的根据。

一　磁流体发电的基本原理

在燃烧室中，利用燃料（油、煤或原子核反应堆）燃烧的热能加热气体，使之成为高温（约 300 K）导电气体——等离子体。为了加速等离子体的形成，往往在气体中加入一定量的容易电离的碱金属，如钾或铯元素。然后使等离子体以高速（约为 100 $m \cdot s^{-1}$）进入耐高温材料制成的发电通道。发电通道的上下两面有磁极，以产生磁场，通道的左右两侧有电极。等离子体通过通道时，正、负离子由于洛伦兹力的作用而发生相反方向的偏转，在通道的左、右两极间产生电动势。如果高温、高速的等离子体不断地通过通道，便能在电极上连续输出电能，这就是磁流体发电的基本原理。

二　磁流体发电机的电动势

我们设发电通道长为 l，宽为 a，高为 b，上下两个侧面是绝缘体，相距为 a 的两个侧面是电阻可忽略的导体，此两侧面与一负载电阻 R_L 相连（图 57－1）。整个管道放在一匀强磁场中，磁感强度的大小为 B，方向垂直于上下侧面向上。现有电离气体（正、负带电粒子）持续稳定地流经管道，为了使问题简化，设横截面上各点流速相同。已知流速与电离气体所受的摩擦力成正比；且无论有无磁场存在时，都维持管道两端电离气体的压强差为 p。设无磁场存在时电离气体的流速为 v_0，求有磁场存在时此磁流体发电机的电动势 $\mathscr{E}$。已知电离气体的平均电阻率为 ρ。当有磁场存在时，设电离气体（相当于导体）的流速为 v，因其切割磁力线，将产生横向的感应电动势，其大小为

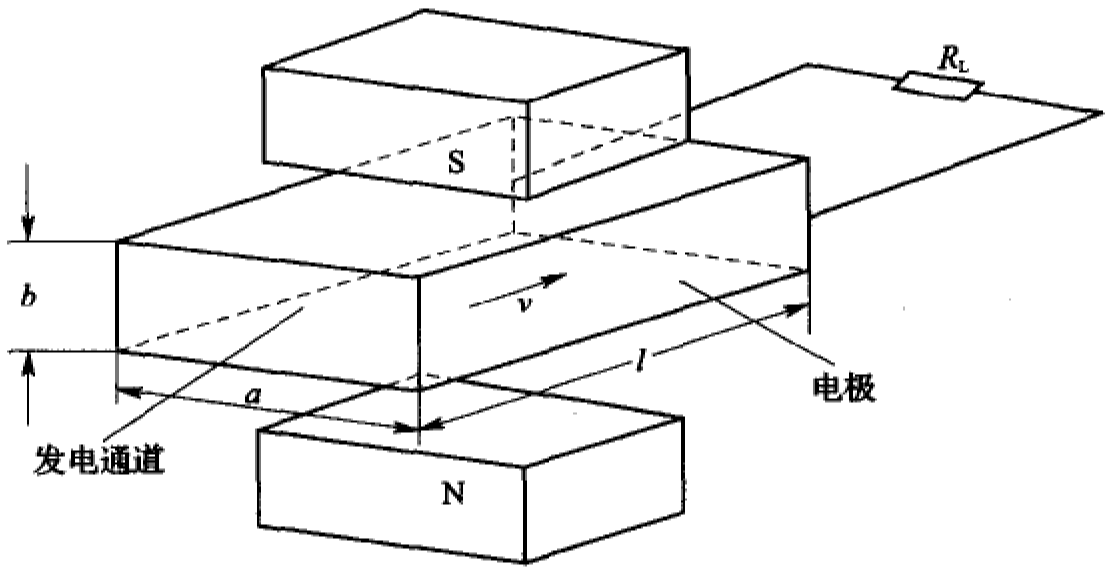


图 57－1 磁流体发电机结构示意图

$$\mathscr{E} = Bav \tag{1}$$

因为电离气体是匀速流动，当无磁场时，管道两端电离气体的压力差与摩擦力平衡。当有磁场时，由于感应电流的存在，电离气体还将受到安培力作用，这时压力差与安培力以及这时的摩擦力平衡。已知摩擦力与流速成正比，因而可通过这两次平衡求得流速 v 的值，与(1)式结合即可求得 $\mathscr{E}$。由欧姆定律可知，感应电流的值为

$$I = \mathscr{E}/R$$

式中 R 的整个电路的电阻，其值为

$$R = \rho a/lb + R_L (\rho \text{ 为电离气体的平均电阻率})$$

故管内电离气体所受的安培力

$$F = IaB$$

其方向可由 $\mathscr{E}$ 及 I 的方向判断出是和流速方向相反的。当无磁场时，用 F_f 表示摩擦力，由力的平衡可知，通道两端之间的压力差等于摩擦力 F_f，即

$$p_{ab} = F_f$$

当有磁场时，用 F'_f 表示摩擦力，由力的平衡可知，有

$$p_{ab} = F + F'_f$$

已知流速与摩擦力成正比，所以有

$$\frac{v_0}{v} = \frac{F_f}{F'_f}$$

由以上诸式可解得

$$\mathscr{E} = \frac{Bv_0 a}{\left[1 + \frac{B^2 v_0 a}{p_{ab}}\left(\frac{l}{\rho a + lbR_L}\right)\right]}$$

三 磁流体发电机的输出功率

如图 57－2 所示，磁场方向沿 z 轴正向，等离子体以速度 v 沿着 x 轴负向流动。由于洛伦兹力的作用，正、负电荷将在上、下两个电极上积累，因而在等离子体内形成一个静电场，其电场强度的大小为 E_e，方向与 y 轴的正方向相反。由于洛伦兹力是一种非静电力，又形成一个非静电性的电场强度 E_i，$E_i = vB$，方向沿 y 轴负方向。于是，在两个电极之间的总场强大小

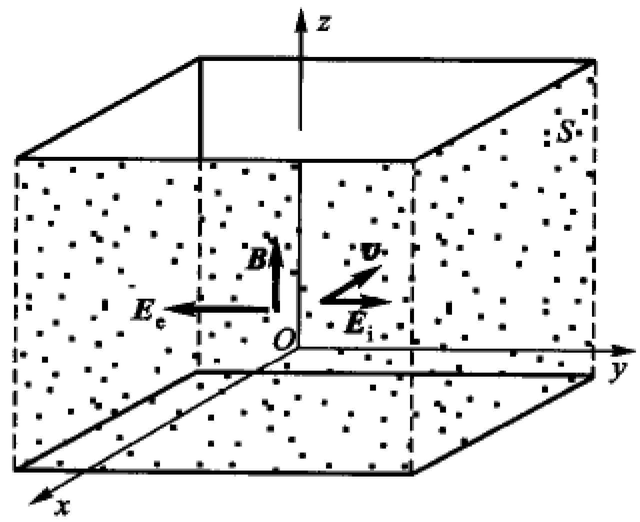


图 57－2

$$E = E_i - E_e$$

以 γ 表示等离子体的电导率，根据欧姆定律的微分形式，得通过等离子体的电流密度（从负极向正极）的大小为

$$j = \gamma(E_i - E_e)$$

如以 A 表示电极的面积，则通过电极的总电流为

$$I = jA = \gamma(E_i - E_e)A$$

发电机两个电极之间的电位差，亦即端电压为

$$U_+ - U_- = \int_0^l E_e \mathrm{d}l = E_e l$$

则发电机的输出功率为

$$P = I(U_+ - U_-) = IE_e l = \gamma(E_i - E_e)AE_e l = \gamma(vB - E_e)E_e V$$

式中，$V = Al$ 为两个电极之间的总体积。令 $K = E_e / vB$，则上式可表为

$$P = \gamma v^2 B^2 (1 - K)KV \tag{2}$$

根据上式可确定发电机的输出功率的最大值 P_m，当

$$\frac{\mathrm{d}P}{\mathrm{d}t} = \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}[\gamma v^2 B^2 (1 - K)KV] = 0$$

时，$P = P_m$，由此可得，$K = \frac{1}{2}$。由式(1)可得磁流体发电机的最大输出功率为

$$P_m = \frac{1}{4}\gamma v^2 B^2 V \tag{3}$$

从以上讨论可见，当 $K = \frac{1}{2}$ 时，$E_e = \frac{1}{2}vB = \frac{1}{2}E_i$，或 $U_+ - U_- = \frac{1}{2}\mathscr{E}_i$。也就是说，当磁流体发电机两个电极之间的静电场强 E_e 的值达到非静电场强 E_i 值的一半时，发电机有最大输出功率 P_m。

58 电磁流量计

杨　慧　周学敏

应用电磁感应方法设计的流量测量仪表称为电磁流量计。它广泛应用于工业生产中的酸、碱、盐溶液及含有固体颗粒（如泥浆）等具有导电性介质的流量测量中。

电磁流量计由变送器和转换器两部分组成。被测流体的流量经过变送器变换为感应电动势，转换部分又将感应电动势转换成标准信号（如 0 ~ 10 mA）作为输出，从而把工业介质的流量进行指示或记录，并可与单位组合仪表配套使用，做控制系统的测量变送单元。

一　基本原理

由电磁感应定律可知，导体在磁场中运动而切割磁力线时，在导体中便有感应电动势产生。如图 58 - 1 所示，导电的流体介质在磁场中作垂直方向流动而切割磁感线时，在两电极上产生感应电动势，感应电动势的方向可用右手定则判断，其大小为

$$E_x = BDv \tag{1}$$

式中，E_x 为感应电动势，B 为磁感应强度，D 为管道直径，即导体垂直切割磁力线长度，v 为垂直于磁感线方向流体的速度。

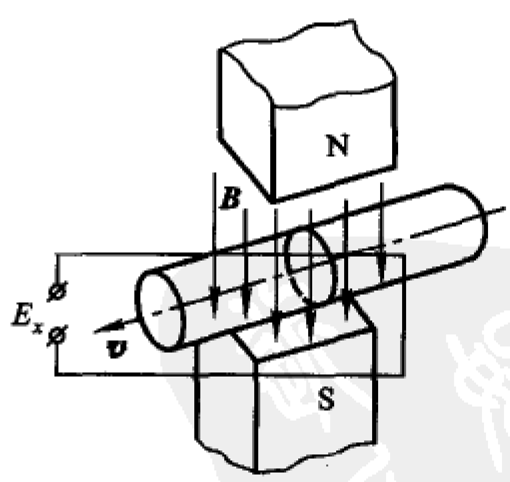


图 58 - 1　电磁流量计原理

因为流体体积流量 Q 与流速 v 的关系为

$$Q = \frac{\pi}{4}D^2 v \tag{2}$$

将式(2)代入式(1)，得

$$E_x = 4\frac{B}{\pi D}Q = kQ \tag{3}$$

式中，$k=4\dfrac{B}{\pi D}$，称为仪表常数。在管道直径 D 已确定，并维持磁感应强度 B 不变时，k 是常数。显然，感应电动势 E_x 与流体的体积流量 Q 呈线性关系。若在管道两侧插入一根电极，便可以引出感应电动势的值，由 E_x 的大小即可以知道流体流量 Q 的大小了。

由于感应电动势的通道是两个电极间的液体，被测液体的导电性往往很低，因此，感应电动势比较微弱（一般只有几毫伏）。如何把弱电势测量出来，并且传输出去，是电磁流量计的关键。

二　电磁流量计中的磁场结构

电磁流量计中的测量变送器是用电磁感应方法测量流量的核心部分，它必须形成均强磁场，其方法有二：一是用直流磁场，二是用交变磁场。用永久磁铁来形成磁场结构简单，但是，在电极上产生的是直流电动势，它将会引起被测液体的电解，而在电极上发生极化现象，易破坏原来的测量条件，并随着被测流体管径的增大，永久磁铁必然要很大，这样流量计既笨重又不经济，工业生产中的电磁流量计不采用直流磁场，而采用交变磁场。产生交变磁场励磁线圈的结构型式因导管的口径不同而有所不同，将励磁线圈扎成卷并弯成马鞍形，夹持在测量导管上下两边，在导管和线圈外边再放一个磁轭，在测量导管中形成均匀磁场，并可得到较大的磁通量，图 58－2 为流量计中的磁场结构图。

采用交变磁场时，磁感应强度

$$B = B_m \sin \omega t$$

则感应电动势为

$$E_x = B_m D v \sin \omega t \tag{4}$$

式中，B_m 为磁感应强度的最大值，ω 为交变磁场的角频率。

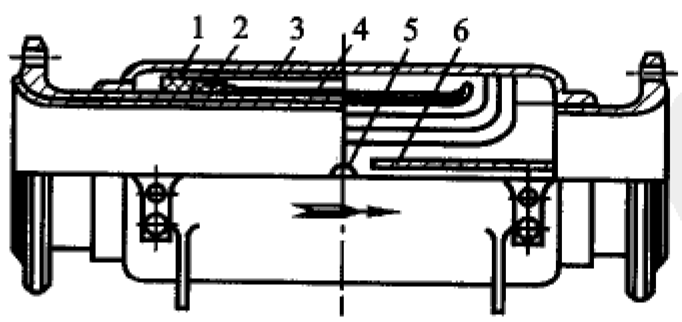


图 58－2　电磁流量计磁场结构

1. 外壳　2. 励磁线圈　3. 磁轭　4. 内衬　5. 电极　6. 绕组支持件

三　干扰电动势的产生与消除

采用交变磁场可以有效地消除极化现象，但也产生新的问题，在测量流量时，管道中充满导电液，交变的磁通穿过由电极导线、被测液体和转换部分的输

入阻抗 Z_i 构成的闭合回路，从而在该回路中产生一个干扰电动势 e_f，其大小为

$$e_f = -k\frac{dB}{dt} \tag{5}$$

代入交变磁场 $B = B_m \sin\omega t$，即得

$$e_f = -kB_m \sin\left(\omega t - \frac{\pi}{2}\right) \tag{6}$$

比较式(4)与式(6)可以看出，信号感应电动势 E_x 与干扰电动势 e_f 的频率相同，相位差90°，常称为正交干扰。当正交干扰严重时，会出现 $E_x \geqslant e_f$，这样就影响测量工作的正常进行。因此，必须设法消除此项带来的影响。

通常可以采取如下措施：(1) 在检测部分的结构上注意使电极引线形成的平面保持与磁感线平行，避免磁感线穿过此闭合回路；(2) 设有机械调整装置，以减少干扰电动势 e_f；(3) 设计调零电位器，如图58－3所示，从一个电极上引出两根导线，并分别绕过磁极形成两个回路，当有磁感线穿过此闭合回路，必然要在两个回路内产生相反的感应电动势，通过调整调零电位器，使进入仪表的感应电动势相互抵消，以减小正交干扰电动势 e_f。(4) 利用90°正交干扰电压进行自动补偿，如图58－4所示，在转换部分的放大通道中，附加有消除正交干扰影响的负反馈线路，取出放大器输出信号中的正交干扰电压，深度负反馈到放大器的输入端，与输入信号中的正交干扰 e_f 相减，这样，便可将正交干扰电压的输出值降低到 $1/\beta$ 倍，即 $e_f' = 1/\beta\ e_f$，可以有效地消除正交干扰的影响。

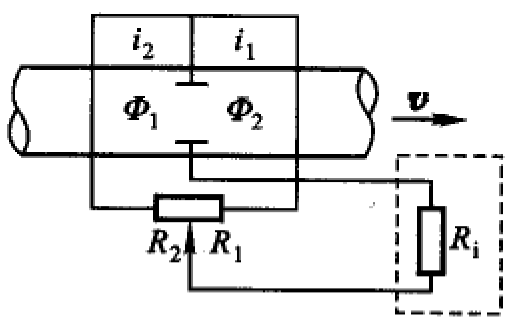


图58－3　调零电位器示意

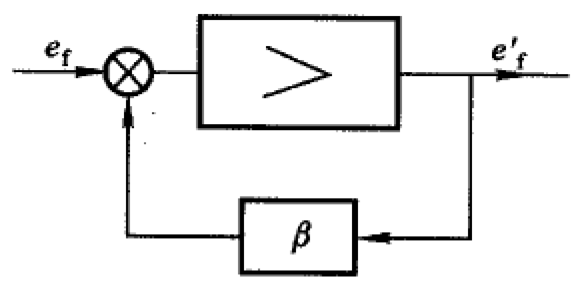


图58－4　正交干扰自动补偿原理

四　E_x 信号的转换

利用电磁感应方法，把欲要测量的流体的流量 Q 变换为电压信号 E_x，同时应将 E_x 信号转换为标准信号（如电动Ⅱ型仪表标准信号为0～10 mA），才能将流量指示、记录出来，并与单元组合仪表配套使用。

由于 E_x 信号较弱，传输过程变送器的内阻很高。例如，100 mm管径，被测介质是蒸馏水时，内阻为20 kΩ左右，设电极的电阻为 R，电极对地的绝缘电阻为 R_g，放大器的输入电阻为 R_i，传输线的分布电容为 C，则信号传输等效电路如图58－5所示。可以看出，转换部分的信号 U_i 与感应电动势 E_x 之间有如下关系：

$$U_i = \frac{Z}{R+Z}E_x \quad (7)$$

式中，Z 为 R_g、R_i 和容抗 X_C 的并联阻抗。可以看出，要增大 U_i，除应尽量提高 R_g 及减小电缆的分布电容外，还必须设置供阻抗转换用的前置放大器，以尽量提高转换的输入阻抗，提高传输精度，确保 E_x 信号向标准信号的转换。

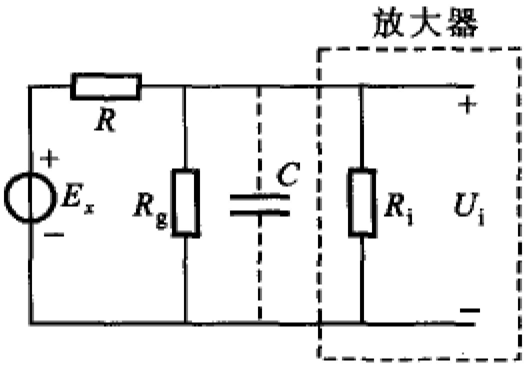


图 58－5　信号传输等效电路

由于用电磁感应方法，设计的电磁流量计保证输出电流与被测流量间具有线性关系，并且不受液体的物理性质（如温度、压力、粘度等）的影响，由于电磁流量计的衬里和电极是防腐的，可以用来测量腐蚀介质的流量。因此，使得电磁流量计具有线性、反应迅速、测量范围宽、流体的品类多的优点，广泛地应用到炼油、化工等生产中。

参考文献

[1]　范玉久主编. 化工测量及仪表. 北京：化学工业出版社，1981
[2]　杜维，乐嘉华编. 化工检测技术及显示仪表. 杭州：浙江大学出版社，1988

59 磁盘与磁记录

蔡祥宝

磁存储是信息存储的重要方式之一。软磁盘因其具有性能价格比高、用途广泛、使用灵活、携带方便而成为微型计算机系统重要的外存储介质。微机通过对磁盘的“读”操作来读取磁盘上的各种信息和数据;“写”操作将各种信息和数据写入磁盘永久性地保存。下面我们将对“读”与“写”的物理过程作一分析。

一　磁头与磁盘

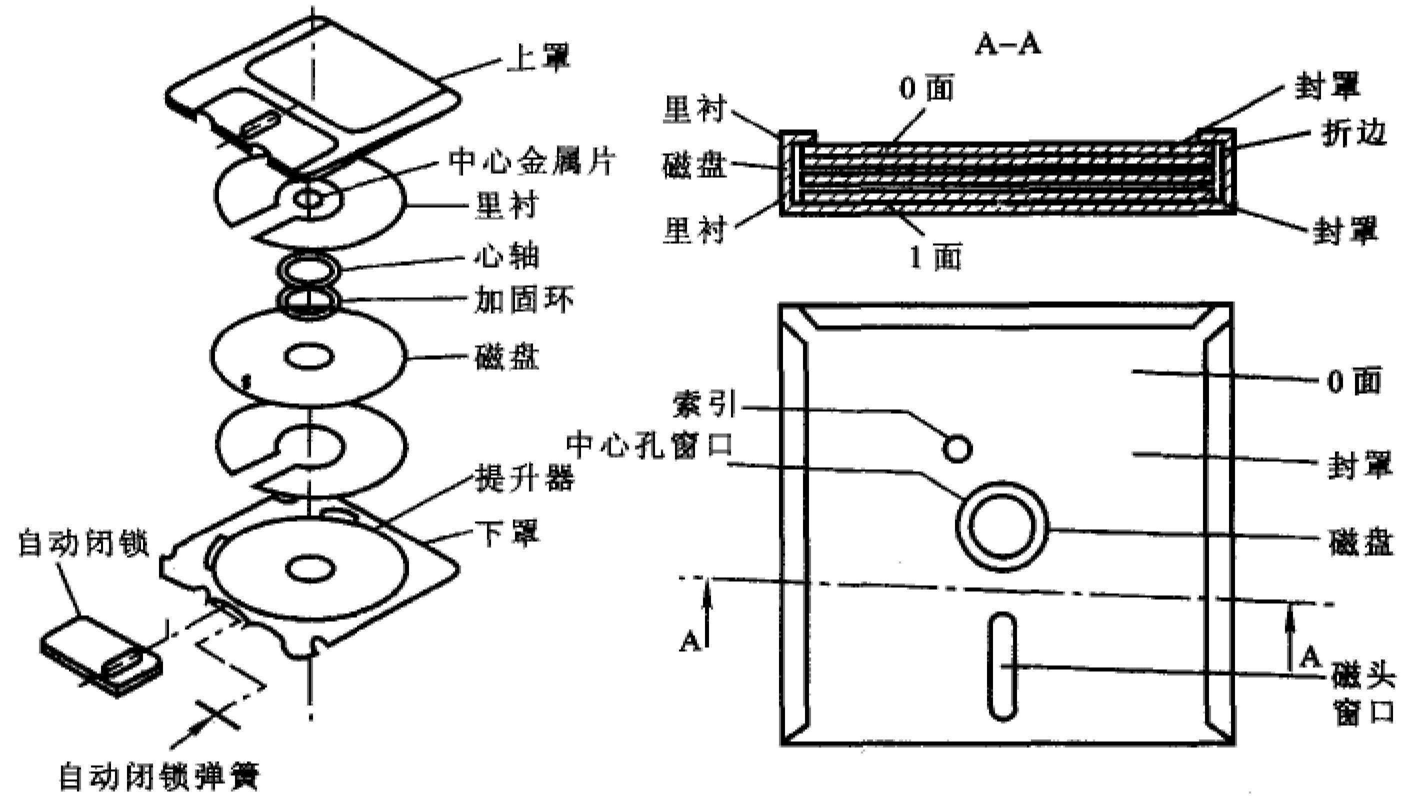
数字磁记录技术中“读”与“写”过程的物理本质是电学量与磁学量的相互转换。“读”、“写”磁头是磁电转换的关键器件,主要由铁芯、线圈、骨架、接线柱和壳体等组成。铁芯有一个狭窄的缝隙,一般采用 Ni - Zn 铁氧体、Mn - Zn 铁氧体等高磁导率材料。软磁盘是数字磁记录技术中常用的存储介质,是由厚度约为0.05 ~0.06 mm 的聚酯薄膜片基和两面涂敷厚度约为 0.003 mm 的 $\gamma-Fe_2O_3$ 磁胶构成的圆盘片(见图 59 - 1)。在微机系统中所使用的数据是二进制,即只有 **0** 和 **1** 两个数,数据的存储也是采用二进制,因此,在数字磁记录技术中,首先将准备记录的信号变换成二进制数即 **0**、**1** 形式,然后以 $\boldsymbol{M}$ 和 $-\boldsymbol{M}$ 的相反磁化状态记录在介质上。为了明显地区别两种磁化状态,一般要求两种磁化状态有最大的剩磁。

二　磁头磁场分布和写入过程

数字磁记录要使记录介质达到磁饱和就需要磁头产生足够大的磁场。在数字信息的写入与读出过程中,磁头磁场分布起着重要作用。为了使问题简化,我们假设理想磁头模型,即

(1) 磁头铁芯的极板长度是无限的;

(2) 铁芯材料的磁导率为无穷大;



(a) 3.5 in 软磁盘的构成　　(b) 软磁盘结构图

图 59－1

(3) 磁记录介质的厚度均匀,磁导率与周围空气的磁导率相同;

(4) 磁头铁芯的缝隙内磁场强度是均匀的,各点磁场强度大小是一致的。

对于理想磁头,当磁头的 N 匝线圈中通以电流 I 时,应用磁介质中的安培环路定理,可得

$$\oint_l \boldsymbol{H} \cdot \mathrm{d}\boldsymbol{l} = NI \tag{1}$$

考虑到磁头铁芯材料的 $\mu_r = \infty$,且缝隙内磁场均匀,其宽度为 g,故缝隙内磁场强度的大小为

$$H_g = \frac{NI}{g} \tag{2}$$

在缝隙外某一点 (x,y) 处磁场强度的表达式,人们进行了许多研究,其中卡尔奎斯特等式是精度较高的一种表示,磁场强度的水平分量 $H_x(x,y)$ 和垂直分量 $H_y(x,y)$ 按卡尔奎斯特等式可分别表示为

$$H_x(x,y) = \frac{H_g}{\pi}\left[\arctan\left(\frac{x+g/2}{y}\right) - \arctan\left(\frac{x-g/2}{y}\right)\right] \tag{3}$$

$$H_y(x,y) = \frac{H_g}{2\pi}\ln\left[\frac{y^2+(x+g/2)^2}{y^2+(x-g/2)^2}\right] \tag{4}$$

根据卡尔奎斯特等式和磁记录介质的厚度可以计算出磁记录时磁介质处磁场的大小。

信息的磁记录过程是磁头磁场磁化磁盘磁介质的过程,完成了信息由电向

磁、时间向空间的转变。在向磁介质写入信息时,磁头线圈中通过的脉冲电流所产生的磁通经铁芯缝隙泄漏出一部分,泄漏的磁通进入到磁介质中,使介质磁化。当磁头离开磁化区后,在磁化区内留下剩磁。由于介质不断运动,写入电流不断改变方向就在介质上形成了一个个相应的剩磁磁化区,不同的磁化方向可以表示二进制的**0**或**1**,这样信息通过写入电流以剩磁的形式记录在磁性介质上。

三 读出过程

磁头从记录有信息的介质上读出信息的过程完成了信息由磁向电、空间向时间的转换。

读出信息时,记录介质以一定的速率通过磁头,介质上剩磁磁场的磁场线将进入磁头铁芯,铁芯中的磁通量将随剩磁的变化而变化,这样在铁芯线圈中就感应出与磁通量的变化率相对应的电动势,采取适当的方法取出和处理这一电动势就可以产生出与记录信号变化规律相同的电信号,从而将记录信息还原。

参考文献

[1] 董承举编. 数字磁记录介质. 北京:科学出版社,1987

[2] 郭平欣,姚锡珊,虞浦帆主编. 电子计算机外部设备原理. 北京:国防工业出版社,1986

60 感应加热的原理与应用

王肇庆

感应加热技术在金属热处理中得到广泛的应用，例如，金属的熔炼、焊接、表面淬火等。利用电磁感应的原理使金属加热，不仅加热速度快（能在数秒至数十秒的时间内，将金属表面加热到800～1 400 ℃），而且不污染环境、不氧化、不脱碳、节约能源、易于实现自动化。所以，这一技术发展很快，被许多行业广泛采用。

一 感应加热的基本原理

感应加热的设备各种各样，其基本原理都是利用变化的电流激发变化的磁场，将待加热的金属工件放入变化的磁场中，金属工件发生电磁感应来使其加热的。

例如，一个长为 L，总匝数为 N 的密绕长直螺线管，螺线管的横截面半径远小于管长 L。当螺线管通以角频率为 ω 的交变电流 $I = I_0\sin\omega t$ 时，管内的磁感应强度 $\boldsymbol{B}$ 处处相等，其大小为

$$B = \frac{\mu_0 N}{L}I = \frac{\mu_0 N}{L}I_0\sin\omega t$$

$\boldsymbol{B}$ 的方向沿螺线管的轴向。显然，管内的磁场也是交变的，其最大磁感强度为

$$B_m = \frac{\mu_0 N}{L}I_0 \tag{1}$$

如果待加热的金属工件为一半径为 r，高为 h（$h \ll r$）的扁圆柱形薄壳，电流在壳的横截面内流动时的电阻为 R。现将此待加热工件放入如图 60－1 所示的螺线管中。通过金属工件的磁通量为

$$\Phi = B \cdot A = \left(\frac{\mu_0 N}{L}I_0\sin\omega t\right)(\pi r^2)$$

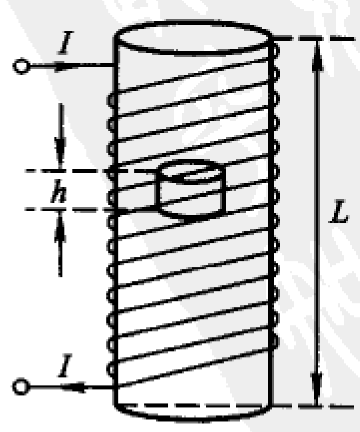


图 60－1

当螺线管中电流变化时，在金属工件中因磁通量的变化而产生的感应电动势为

$$E_{\mathrm{i}} = -\frac{\mathrm{d}\Phi}{\mathrm{d}t} = -\frac{\mu_0 N\pi r^2}{L} I_0 \omega \cos \omega t$$

这样，金属工件中的感应电流为

$$I_{\mathrm{i}} = \frac{E_{\mathrm{i}}}{R} = -\frac{\mu_0 N\pi r^2}{LR} I_0 \omega \cos \omega t$$

此电流在图 60－1 中垂直于纸面的水平面内呈涡旋状，故称为涡电流，简称涡流，正是涡流的焦耳热使金属工件加热。由于涡流 I_{i} 是随时间而周期变化的，故涡流的功率在一个周期内的平均值为

$$\bar{P} = \frac{1}{T}\int_0^T I_{\mathrm{i}}^2 R \mathrm{d}t = \frac{1}{T}\int_0^T \frac{\mu_0^2 N^2 \pi^2 r^4 I_0^2 \omega^2}{L^2 R} \cos^2 \omega t \mathrm{d}t = \frac{\mu_0^2 N^2 \pi^2 r^4 I_0^2 \omega^2}{2L^2 R}$$

因此，t 时间内涡流产生的焦耳热为

$$Q = \bar{P} t = \frac{\mu_0^2 N^2 \pi^2 r^4 I_0^2 \omega^2}{2L^2 R} t = \frac{\pi^2 r^4}{2R} B_{\mathrm{m}}^2 \omega^2 t \tag{2}$$

由式(2)可见，涡流产生的焦耳热 Q 与螺线管内的最大磁感应强度 B_{m} 的平方成正比，与磁场变化的角频率(即交变电流的角频率)ω 的平方成正比。设计和选择感应加热设备时应根据待加热工件的要求来选择合适的角频率 ω 和最大磁感应强度 B_{m}。

二　感应电流在导体中的分布

为了更好地利用导体中的感应电流，需要弄清感应电流流过导体时，沿导体截面的分布情况。

在均匀导线的两端加上恒定电压后，导线的横截面上处处电流密度相等。但如果导线两端的电压随时间而改变，那么导线横截面上各点的电流密度也不相等，而按一定规律分布。可以证明，导线表面附近电流密度最大，而越深入导线内部，电流密度越小，这种现象称为趋肤效应。随着电流角频率的增大，导线中心处的电流密度减小，电流几乎全部集中在导线的表面层。

如以 j_0 表示导体表面处的电流密度，j 表示导体内某点的电流密度，通常把 j 减小到 j_0 的 $1/\mathrm{e} \approx 37\%$ 的点与导体表面的距离 δ 称为趋肤深度。可以算得，趋肤深度①为

$$\delta = \sqrt{\frac{2}{\omega \mu_{\mathrm{r}} \mu_0 \gamma}} = \frac{503}{\sqrt{f \mu_{\mathrm{r}} \gamma}} \tag{3}$$

① 关于趋肤深度公式的导出，可参阅参考文献[1]。

式中,$f=\omega/2\pi$ 是交变电流的频率,μ_r 为相对磁导率,γ 为电导率。可见,趋肤深度与电流变化的频率、相对磁导率及电导率的平方根成反比。对此可作如下定性的解释:交变电流的频率越高,感生电动势就越大,产生的涡流也越大;导体的电导率越大,电阻率越小,电阻也就越小,从而涡流就越大。导致趋肤效应更显著,亦即趋肤深度更小。例如,铜导线在室温下的电导率 $\gamma=5.9\times10^7\ \mathrm{S\cdot m^{-1}}$,$\mu_r\approx1$,当导线中通过的交变电流频率 $f=1.0\times10^3$ Hz 时,由式(3)算得趋肤深度 $\delta=0.21$ cm,这比一般铜导线的半径还大,这时趋肤效应很不显著。而当 $f=1.0\times10^5$ Hz时,$\delta=0.021$ cm,一般铜导线的半径为 0.1 cm,这时趋肤效应就很明显了。

由于趋肤效应,高频电流通过导体时,其中心部分无电流流过,所以常用空心铜管(横截面为圆形或方形)作为高频载流体。这不仅可降低材料消耗、减轻设备重量,而且更为重要的是在大功率的感应加热设备中,空心铜管内还通水冷却,以降低铜管的温升。

三　感应加热的应用

通常利用感应加热铁磁质材料的金属工件。由于趋肤效应,其感应电流主要分布在工件的外表面,这样外表面的温度升高得很快。当外表面的温度超过该金属的居里点时,外表面失去铁磁性,其相对磁导率 μ_r 急剧下降为 1 左右。实践表明,这时外表面的感应电流明显下降,此时的最大感应电流出现在与失去铁磁性的外表面毗邻的里面一层。这一层的温度又急剧上升,就这样金属工件的外表面首先被加热,而且加热层不断向内部纵深推移。这样,我们就可以根据待加热的金属工件的要求来控制加热层的厚度。例如,对金属材料表面淬火可使金属表面的硬度增加,而内部仍保持原有的韧性。为此,就可以利用上述方法来控制加热层的厚度,以达到淬火的目的。利用涡流产生的感应加热在工业上的应用很多,除淬火外,还有金属焊接、金属冶炼等,有兴趣的读者可参阅参考文献。

参 考 文 献

[1] 梁文林,夏越良编.高频感应加热设备的原理、工程计算、调整与维修.北京:机械工业出版社,1986

[2] 林信智编.淬火感应器的选用、设计与制造.北京:机械工业出版社,1992

61 感应加热在铁路工务部门的应用

陈志杰　王玉凤

我国铁路建设近十几年来大量使用混凝土轨枕、轨枕板、整体道床。这些构件与钢轨全部靠螺旋钉和扣件紧固，螺旋道钉的使用总数已达一亿根以上。混凝土轨枕使用寿命为25～35年，整体道床为永久性建筑，而螺旋道钉（以下简称道钉）的使用寿命在易发生金属腐蚀地段只有3～5年。因此，及时更换被腐蚀的道钉，已成为保障行车安全的重要任务。

以往更换道钉的方法主要靠手工劳动。由于轨枕上的预留孔径小，道钉上又有圆台，使更换道钉的工作费时、费力、进度很慢（一个工人3小时才能取出一根）。为解决这个问题，铁路工务部门曾经研究过一些设备，如套管钻、液压拔钉机等。经试用，感觉主要不足之处是：(1) 列车通过必须停车；(2) 容易损坏整体道床；(3) 不安全问题严重。采用涡流加热的方法较好地解决了上述问题。

一　感应加热的基础

(1) 道钉

道钉总长为195 mm，锚固深度为103～111 mm，露出部分为84～92 mm，材料为3#钢，热导率为0.46 $W \cdot cm^{-1} \cdot ℃^{-1}$因此，加热道钉的露出部分（上部）热量将沿道钉向下传递。

(2) 硫磺锚固浆

道钉与轨枕的连接是用硫磺水泥锚固而成。其中硫为粘接材料，在锚固过程中硫由液态变成固态，主要发生的是物理变化。硫的熔点为113～119 ℃，当道钉的周围温度升到120 ℃以上时，道钉周围的锚固物熔化，旧道钉即可取出，更换新的道钉。

(3) 钢筋混凝土支撑块

混凝土支承块与整体道床相连（此种结构在我国隧道内整体道床中占

80%)，由于其热导率很小(约为0.01 W·cm^{-1}·℃$^{-1}$)，散热不会很多，这样就使从道钉传递下来的热量大部分被硫磺锚固物吸收，并逐渐升温，直至熔化为液体。

二 感应加热的原理

感应加热是利用电磁感应的原理，将电能在金属内部通过涡流转化成热能的加热方法 。当交变电流 i_1 通过感应线圈时，线圈内便产生交变磁通，置于线圈中的工件(道钉)受电磁感应而产生感应电动势 $\mathscr{E}$ 和感应电流 i_2. 感应电动势为

$$\mathscr{E} = -\frac{d\psi}{dt}$$

如果磁通 ψ 是呈正弦变化的，则

$$\psi = \psi_m \sin \omega t$$

$$\mathscr{E} = -\frac{d\psi}{dt} = -\psi_m \omega \cos \omega t$$

$\mathscr{E}$ 的有效值为

$$E = 4.44 f \psi_m (\mathrm{V})$$

(f 为感应电流的频率)

感应电流 i_2 在道钉内形成闭合回路，称为涡流，涡流使道钉发热，有

$$Q = I_2^2 R t (\mathrm{J})$$

式中 I_2 为感应电流 i_2 的有效值，R 为道钉的等效电阻，t 为加热时间(s)。道钉的受热功率为

$$P = E I_2 \cos \psi$$

即

$$P = 4.44 f \psi_m i_2 \cos \psi (\mathrm{W})$$

I_2 与 i_1 成正比，f 为感应电流的频率(与线圈输入交流电频率相同)，当线圈与道钉确定之后 ψ_m 可视为定值。因此，在实际使用中加热电源的功率 P 与 f 成正比。实际情况电流 i 不可能做得很大。所以只有提高交流电的频率 f，才能使道钉受热达到一定的功率。

三 高频电源

高频电源原理如图 61－1 所示。该电源是利用整流元件将 50 Hz 交流电变为直流电，再通过逆变电路使之成为 20 kHz 的高频电源，高频电源输入加热线圈，使线圈内产生高频交流磁场，进而使线圈中的螺旋道钉产生强大的涡流，道钉迅速升温并导致硫磺锚固物熔化，旧道钉取出更换新道钉。由于高频电源在铁路沿线使用，所以必须便于携带，使用方便，操作简单，本高频电源功率为 200 至 1 000 W 连续可调，重量不超过 2.5 kg。

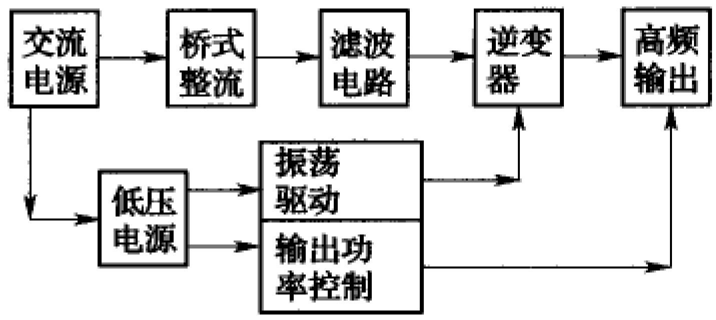


图 61－1　高频电源原理图

四　加热线圈

加热线圈剖面图如图 61－2 所示，该线圈配合高频电源使用。线圈采用多股耐热漆包线绕制而成，以陶瓷管为线圈骨架，骨架内有绝热层，线圈外有绝缘防护罩，线圈自感为 150 μH。由于更换道钉时钢轨通常是不移动的，整体道床上支撑块的承轨槽宽为 305～328 mm，预留孔中心距为 214 mm，槽地脚至预留孔中心距离为 42～45 mm，50 kg 钢轨宽为 132 mm，所以加热线圈的直径不能超过 80 mm。

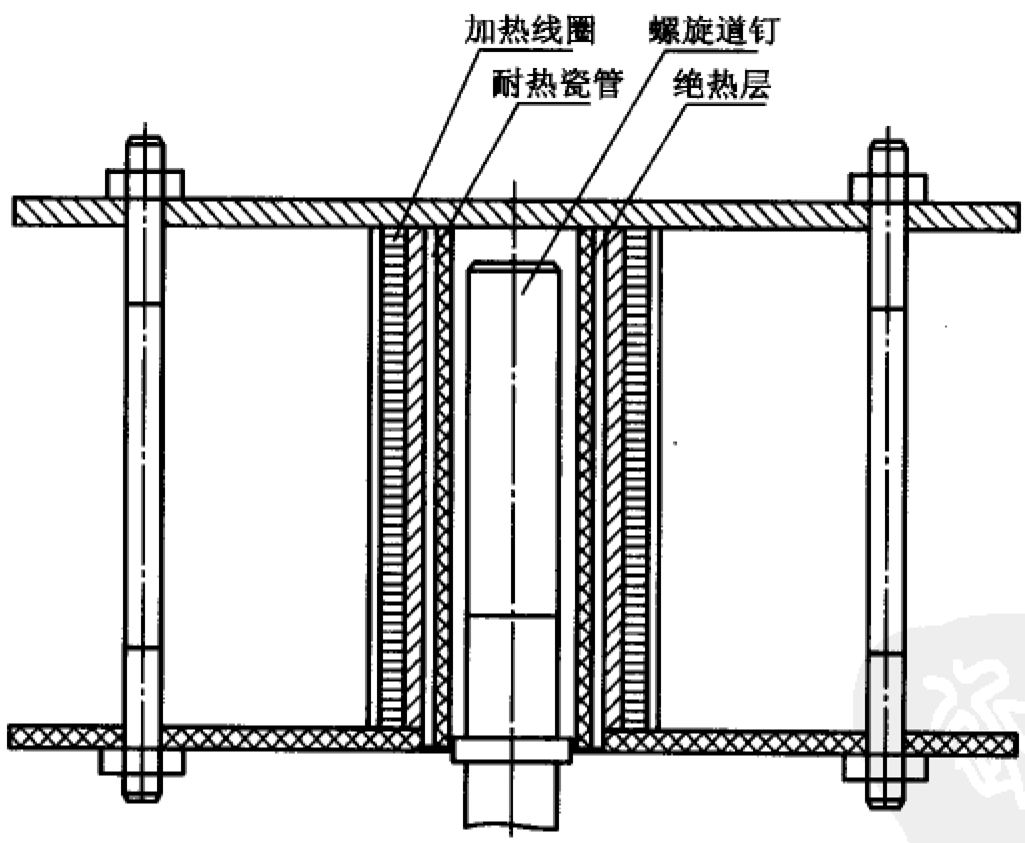


图 61－2　加热线圈剖面图

更换道钉的工作以不影响正常行车为好，车轮轮圆在钢轨内侧，它与承轨槽的距离与轨高及垫板厚度有关。50 kg 钢轨轨高为 152 mm。若最大磨损为 10 mm，轮圆厚度为 50 mm，钢轨垫板为 5 mm，侧轮圆与承轨槽距离只有102 mm。因此，加热线圈不得超过 100 mm。实践证明，对 50 kg 轨直线区段，加热线圈直径定为 70 mm，高定为 95 mm，是比较合适的。

五 施工简介

1989 年经哈尔滨铁路局科委介绍,北方交通大学受牡丹江铁路分局横道河子公务段委托,对隧道内大面积更换螺旋道钉的课题进行了广泛的研究,于 1991 年先后有 4 台仪器投入使用。经过数月的紧张施工对长达 4 km 隧道内的螺旋道钉进行了大面积更换,图 61－3 为施工示意图。该种施工方法,一个工人可以同时操作 4 台仪器。操作人员先将待更换道钉上的螺母,平垫圈,弹簧垫圈,中间扣扳取下,把加热线圈套在露出的道钉上,线圈的插头插入高频电源输出插孔,更换钢轨内侧道钉时为保证行车安全,应将加热线圈的插头及导线从钢轨底下抽出再与电源相连。将定时器拧到所需加热时间,夏天约 5 分钟,冬天约 8 分钟,然后打开电源开关,道钉开始被加热,加热结束后,电源鸣响,电源自动关闭。取下线圈,用火钳将道钉从预留孔中取出,重新锚固新道钉。采用此种方法施工,不仅省时,省力,安全,大大减轻了工人的劳动强度,而且可以节省一笔可观的施工费用,较好地解决了隧道内螺旋道钉难以更换的问题。

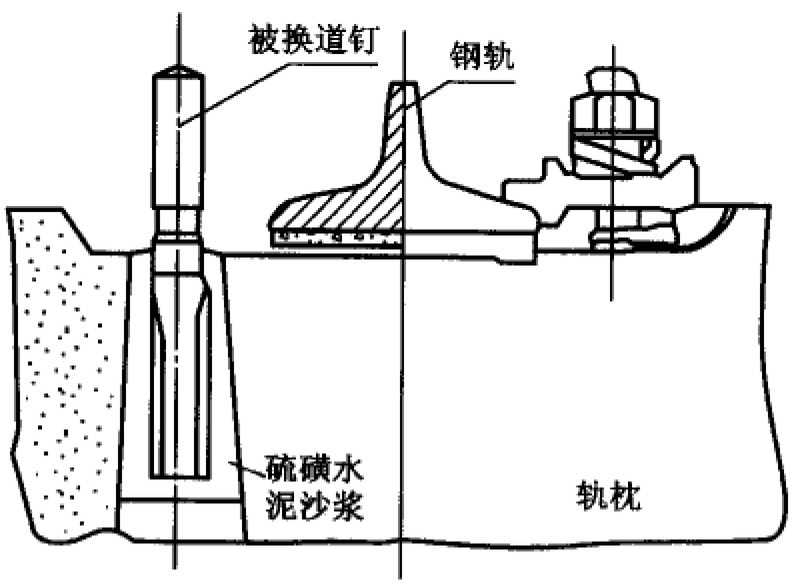


图 61－3 施工示意图

参 考 文 献

[1] 赵长汉,姜士林. 感应加热原理与应用. 天津科技翻译出版公司
[2] 万效章,陈志杰. 便携式螺旋道钉加热炉研制报告,1991
[3] 万效章,陈志杰. 便携式螺旋道钉加热炉使用说明书,1991
[4] 侯德杰. 成段更换隧道内螺旋道钉的施工方法. 哈尔滨铁路科技通讯,1992

62 微波加热的物理原理

孙玉霞

微波技术先是应用在通讯方面,如雷达,导航,遥感,多路通讯和电视等领域。而微波加热首次发现出于偶然。在二次大战期间,美国人在调试雷达发射天线时,发现口袋里的巧克力糖在调机后融化了,故而认识到微波可用来加热食物,并于1945年正式申请了微波加热食物的专利。自1945年第一台微波炉问世以来,微波加热以它加热均匀、节能、卫生等优越性能被广泛地应用于工业干燥、科研、医学等领域,并迅速走进我国城乡居民的家庭。当我们在享用微波炉烹饪的美味佳肴时,不妨再多了解一些微波加热的物理知识。

微波属于高频电磁波。微波的频率范围从300 MHz至300 GHz,波长范围从1 m至1 mm。微波在电磁波谱中仅占很窄的频带宽度。为避免微波加热使用太多频率,对雷达、微波通信等等造成干扰,因此,规定了工业、医用和科学研究等领域使用微波加热的专用频率。例如,工业用微波炉的工作频率为915 MHz,家用微波炉的工作频率为2 450 MHz等。

微波加热系统的工作原理如图62-1所示。

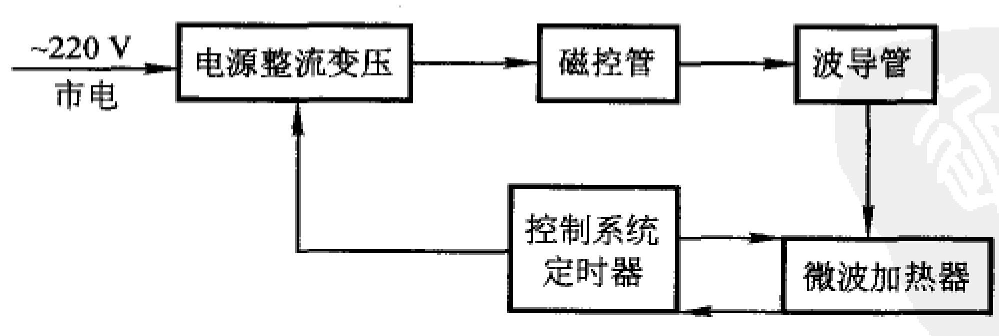


图62-1　微波灶加热系统的方框图

磁控管是产生微波的核心部件,它的作用是把电源提供的直流高压电能转变为微波能,并把微波交由波导管传输至微波加热器即炉膛(实际是微波谐振腔)。磁控管是如何产生微波的呢?一般微波炉上使用的微波发生器是连续波风冷式磁控管,其工作原理如图62-2所示。

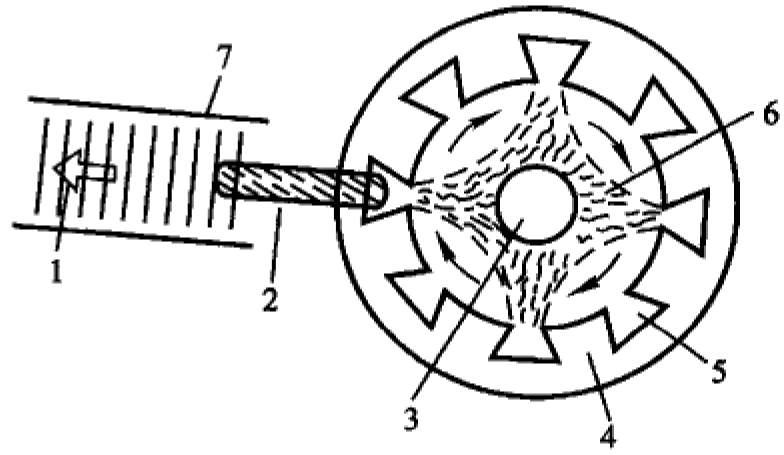


图 62－2　磁控管的工作原理示意图

1. 微波　2. 天线　3. 阴极　4. 阳极　5. 谐振腔　6. 电子云　7. 波导管

磁控管的阳极和阴极之间加有 4 000 V 的直流高压。一般阳极接地而阴极接负高压。以便在阴极和阳极之间形成一个径向电场 $\boldsymbol{E}$。当给灯丝加上 3.4 V 的额定交流电压后，阴极发射的电子在径向电场 $\boldsymbol{E}$ 的作用下飞向阳极。若用永久磁铁在阴极轴向产生一个垂直纸面向下的磁场 $\boldsymbol{B}$，因电子沿径向运动的速度方向与 $\boldsymbol{B}$ 垂直，电子受洛伦兹力作用而绕阴极作圆周运动。考虑到阴极发射的电子受 $\boldsymbol{E}$ 和 $\boldsymbol{B}$ 的共同作用，实际上电子在阴极和阳极之间作轮摆线运动。

从磁控管阳极的结构可见，阳极块内表面是由很多个谐振腔组成，每一个谐振腔相当于高频发射机中电感线圈与电容器组成的谐振回路[1]。当磁控管工作时，相邻谐振腔感应的高频电场方向彼此相反，其翼片上高频电场的方向亦相反。当电子在作用空间作轮摆线运动掠过谐振腔口时，若高频电场的方向恰好与电子运动的主方向相同，则电子运动受阻，速度减小，经典电动力学认为，当带电粒子被加速时，就有电磁波辐射[2]。因此电子作减速运动时，便把它从直流电场获得的能量以辐射的形式交给高频电场。当电子运动与高频电场变化同步时，电子就能把自身从直流电场获得的动能不断地交给高频电场，直到电子随运动打到阳极上产生电流为止。阴极不断地发射电子，电子又不断地把能量带给谐振腔中的高频电场，使谐振腔中的高频电场振荡得以维持，这就是微波产生的基本过程。然后阳极谐振腔中的高频电场能量（即微波能）通过天线发射出去，再通过波导管传输到微波加热器从而实现微波加热的目的。

微波属于特高频电磁场。它在传播过程中遇到金属物体表面会像可见光在镜面上反射一样被反射，说明微波具有直线传播的特性。根据微波的这一特性，可用金属制造内壁光洁的矩形波导管用于传输微波，也可以用金属制作内壁光洁的箱体（即谐振腔），让微波在其中多次无损耗地反射，以便让被加热物质吸收微波能，此即微波加热的工作原理。微波传播的另一重要性质是遇到陶瓷、玻璃和塑料等绝缘介质时，它能像光遇到透明玻璃一样顺利通过。可以用

这些物质制作盛加热食物的器皿等，它像金属制成的内壁光洁的谐振腔（炉膛）一样不吸收微波的能量。

微波为什么能有效地加热食物呢？这是因为：大多数食物中含有水、纤维素、脂肪等有极分子。这些分子的正负电荷中心不重合，其带电模型相当于一个电偶极子。电偶极子的极矩 $\boldsymbol{P}$ 取向因有极分子作热运动而呈现无序性．在外电场 $\boldsymbol{E}$ 的作用下，有极分子的电矩 $\boldsymbol{P}$ 转向外电场方向。若外电场的方向发生改变，有极分子的电矩 $\boldsymbol{P}$ 的取向也会随之相应变化。为方便讨论，先把有极分子的电矩 $\boldsymbol{P}$ 随电场方向改变而作相应的转动时间称作响应时间。当低频电场作用于食物时，食物中有极分子的电矩取向能与外电场的方向保持同步；随着外电场频率升高，有极分子的电矩取向随外电场变化转动加快；当外电场频率持续升高到某一极高频率时，因有极分子的电矩对电场的响应时间远大于外电场变化的周期，导致有极分子的电矩取向来不及随电场方向改变作相应的转动。在上述讨论中，食物中的有极分子在交变电场的作用下电矩取向随电场变化作相应的转动，有极分子转动过程中会与周围的分子发生碰撞，把有极分子的电势能转化为周围分子作热运动的热能，有极分子随外电场变化转动越快，与周围分子的碰撞就越频繁，电场能转化为周围分子热运动的能量也越多。被加热物质的温度升高就越快[3]。

在微波的频率范围内，食物中的有极分子对电场的响应时间与电场变化的周期大致相同，有极分子随电场变化引起的转动快到足以使它与周围分子的碰撞阻力阻止其转动的程度，有极分子为维持对电场变化的响应，必须从电场吸收大量的能量，并由它传递给周围的分子作无规则热运动，从而引起食物温度的升高。微波频率高达 1 GHz，电场方向改变之快迫使食物中的有极分子随之转动的响应速度达到了极大值，正是在这一特高频电场对食物中电介质的反复极化过程，电介质吸收微波能用于对电介质的加热。

电磁场理论与实验均表明，不同的电介质对微波能的吸收能力不同，它与电介质的电性能有关。电介质在单位体积内吸收（或损耗）的微波功率 P 与微波的场强 E，频率 f，相对电容率以及损耗正切 $\tan\delta$ 有以下关系[4]：

$$P \propto fE^2 \tan\delta$$

式中，$\tan\delta = \delta/\varepsilon\omega$，表征电介质对微波的吸收能力。各种电介质的 $\tan\delta$ 从 0.001 到 0.5 不等，相差很大，例如，水的 $\tan\delta$ 高达 0.3，因此，水能强烈地吸收微波能，含水量在百分之几到百分之几十的食物均能有效地利用微波能加热；如果 $\tan\delta$ 太小，如陶瓷，玻璃和塑料等，几乎不吸收微波能。由此可见，微波对物体加热有选择性，$\tan\delta$ 大的物质适于用微波加热。

综上所述，微波加热具有以下特点：1. 微波电场愈强，加热温升愈快。因为电介质吸收的微波功率 P 与场强平方成正比。2. 微波频率高加热温升快，因

为 P 与 f 成正比。然而在实践中发现远红外线的频率虽高于微波频率,其加热食物的效率远比微波低。究其原因有二,一则如前所述,食物中有极分子对红外线电场的响应时间远大于远红外线电场变化的周期,有极分子来不及随远红外线电场变化而作相应的转动,故而吸收的远红外线能少,加热效率低。二则由电磁场理论研究表明,电磁波穿透物体的能力即穿透深度与波长的数量级相同,因此微波能够均匀穿透被加热物体,从而实现内外均匀加热。而红外线的波长小于1 mm,因其远小于被加热物体的外形尺寸,穿透深度小,加热效率低。

微波用于通讯,人们追求尽可能小的介质损耗,以减少介质损耗对微波信号的衰减。微波用于加热,人们又反过来探讨如何提高电介质对微波的吸收(或损耗),以提高微波的加热效率。人类正是在这种永无止境的追求和探索中,不断地认识大自然。如今节能、高效、清洁的微波加热电器——微波炉正悄然走入人们的生活,用微波炉烹饪的美味佳肴不正是大自然对人类探索精神的最好回报吗?

参考文献

[1] 钱鸿森.微波加热技术及应用.哈尔滨:黑龙江科学技术出版社,1985.4

[2] 郭硕鸿.电动力学.北京:人民教育出版社,1979.227

[3] 物理编辑部等编.物理,技术与现代社会(第三版).上海:上海科学教育出版社,1996.386

[4] 钱鸿森.微波加热技术及应用.哈尔滨:黑龙江科学技术出版社,1985.54

63 弹簧减振

刘云龙

在许多场合都需要用到减振装置，例如，为减小汽车和火车车厢的振动，在其与车轮连接处都装有减振器；许多精密仪器，为了保证其测量精度，也须将其安装在具有减振装置的工作台上。本文将叙述弹簧减振的原理。

如图 63－1 所示，质量为 m 的物体直接放置在刚性地面上。若以 y 表示地面的振动位移，而以 x 表示物体的振动位移。显然，当地面发生

$$y = y_0\cos \Omega t$$

的振动时，物体也发生同角频率的振动

$$x = x_0\cos \Omega t$$

而且，$x_0 = y_0$，即物体的振幅与地面的振幅相同。

再看图 63－2，物体 m 被安置在一个劲度系数为 k 的弹簧上，弹簧放在振动着的地面上，则物体受力为：重力、弹簧的弹力及阻尼力。若将 x 轴的原点 O 选在弹簧原长处，则弹簧弹力的大小为 $k(x-y)$；阻尼力的大小与物体的振动速度 $\frac{\mathrm{d}x}{\mathrm{d}t}$ 成正比，比例系数为 η。所以，物体的运动方程为

$$m\frac{\mathrm{d}^2x}{\mathrm{d}t^2} = -mg - k(x-y) - \eta\frac{\mathrm{d}x}{\mathrm{d}t}$$

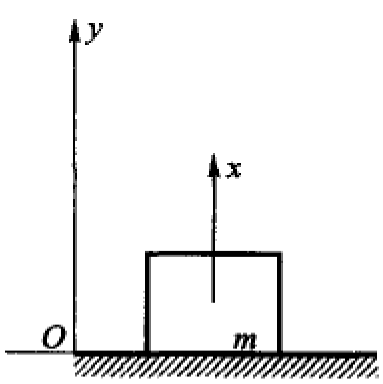


图 63－1

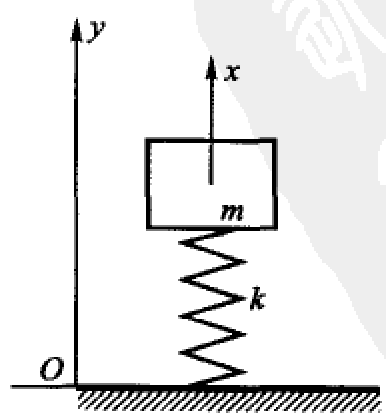


图 63－2

上式可改写成振动方程的标准形式

$$\frac{\mathrm{d}^2x}{\mathrm{d}t^2}+2\beta\frac{\mathrm{d}x}{\mathrm{d}t}+\omega_0^2x=-g+\omega_0^2y \tag{1}$$

式中 $2\beta=\dfrac{\eta}{m}$，$\omega_0^2=\dfrac{k}{m}$。式(1)对应的齐次方程的通解为

$$x=A_0\mathrm{e}^{-\beta t}\cos(\omega t+\varphi_0) \tag{2}$$

式中 $\omega=\sqrt{\omega_0^2-\beta^2}$。可见，物体的振动位移 x 随时间作指数衰减。如果选用的弹簧足够硬，以致任意的初始冲击不致造成太大的振幅 A_0，而 β 又不太小，则由式(2)可知，x 很快衰减为零，因而可以忽略，不予讨论。

式(1)的特解由两项构成，其中对于“$-g$”项解为

$$x=-\frac{mg}{k} \tag{3}$$

这是一个静位移，对物体振动无关紧要。于是，只需考虑方程

$$\frac{\mathrm{d}^2x}{\mathrm{d}t^2}+2\beta\frac{\mathrm{d}x}{\mathrm{d}t}+\omega_0^2x=\omega_0^2y \tag{4}$$

的一个特解就可以了。为此，假定地面发生的振动为

$$y=y_0\cos\Omega t \tag{5}$$

可试求下列形式的特解

$$x=A\cos(\Omega t+\theta) \tag{6}$$

将式(5)和式(6)代入式(4)，整理后，可得振幅

$$A=\frac{\omega_0^2y_0}{\sqrt{(\omega_0^2-\Omega^2)^2+4\beta^2\Omega^2}}=\frac{\omega_0^2y_0}{\sqrt{(\omega_0^2-\Omega^2)^2+\dfrac{\Omega^2\omega_0^2}{\theta^2}}} \tag{7}$$

式中，$\theta=\omega_0/2\beta$，称品质因素。且

$$\theta=\arctan\left(-\frac{2\beta\Omega}{\omega_0^2-\Omega^2}\right) \tag{8}$$

由式(8)和式(7)可知，当 $\omega_0\gg\Omega$ 时，$A\approx y_0$，即当弹簧非常硬时，不起减振作用。但若 $\omega_0\ll\Omega$，且 $\theta\gg1$ 时，则

$$A\approx\frac{\omega_0^2}{\Omega^2}y_0$$

这时物体 m 的振幅远小于 y_0，即达到了减振的目的。这就是利用弹簧减振的基本原理。

从式(2)可知，β 大一些可以使初始振动衰减得快一些，增大 β 的方法可以将弹簧放置在液体介质中，也可采用图 63－3 的改进装置，即在放置物体的平台下除了安置弹簧外，还安置一个充满阻尼介质(油)的汽缸。在这样的改进装置中，适当地选择阻尼介质对减振是更为有利的。

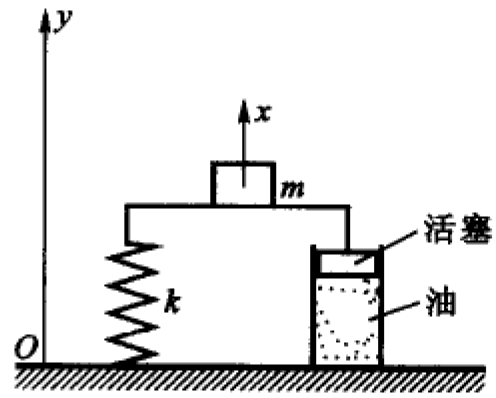


图 63－3

参考文献

[1]　[美]A. P. 费伦奇著. 振动与波. 徐绪笃译. 北京:人民教育出版社,1982. 64～66,89～90

[2]　[苏]B. 亚沃尔斯基,A. 杰特拉夫著. 大学物理手册(第一分册). 刘云龙等译. 上海:上海翻译出版公司,1985. 116～117

[3]　[美]W. T 汤姆逊著. 振动理论及其应用. 胡宗武等译. 北京:煤炭工业出版社,1980. 55～60

PDG

64 防　振　锤

王大智

空中飞架的高压输电线在风力作用下会产生所谓微风振动。当风速在 0.5 ~ 10 m·s^{-1}(微风和小风)时,它会使高压线产生 3 ~ 120 Hz 的振动,振幅达数厘米。振动使高压线线夹附近的一段导线持续地受到弯折,致使导线疲劳断股,最后会使整根导线折断而造成事故。所以微风振动是一种危害性很大的振动。在电力输电线中,常使用防振锤来消除这种振动。

一　风对导线的作用

架空的输电导线是一个振动系统,风对它的作用与风对圆柱体的作用类似,因此,可以在风洞中进行模拟研究。

取一段直径为 D 的圆柱体水平地放在风洞中,圆柱体周围沿径向对称地用几个弹簧悬挂起来,设这个弹簧－圆柱体系统的固有频率为 ν_0。

当风从垂直于圆柱体轴线的方向以速度 v 吹过圆柱体时,在圆柱体的背风面处将产生漩涡,如图 64－1 所示。这些漩涡上、下交替地产生,不断地离开圆柱体向后面延伸,然后逐渐消失。风对圆柱体的作用,除有一个沿风速方向的压力外,还受到空气漩涡产生的与风速垂直的上下交替的作用力,使圆柱体上、下作受迫振动。作用力的频率 ν 与风速 v 成正比。当风速逐渐增大而使作用力的频率达到 $v = \nu_0$ 时,圆柱体便产生共振。

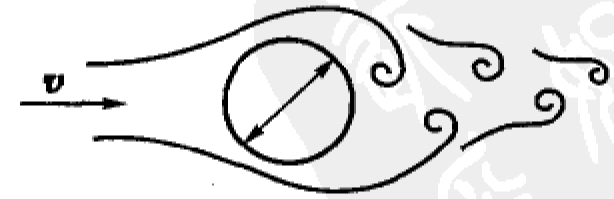


图 64－1

圆柱体以频率 ν_0 共振时,气流受到圆柱体振动的控制,漩涡表现出相当好的节奏性。当风速在一定范围内变化时,圆柱体的振动频率和漩涡的频率都不变化,仍保持为 ν_0,这种现象称为"锁定效应"。处于锁定状态的圆柱体从风中吸收的能量最多,因而振动也最强烈。架空的高压输电导线微风振动的状况大

体如上所述。

二 防振锤的构造

为了防止架空输电线的微风振动引起导线疲劳断股，通常在悬挂点附近的导线上装置防振锤(见图 64-2)，以消除导线的振动。

防振锤通常由三部分构成：固定线夹、钢绞线和重锤(见图 64-3)。其结构是在一根定长的具有弹性的钢绞线两端各固定一个呈空心圆筒形的重锤，钢绞线中部是固定线夹，用以把防振锤固定在导线上。

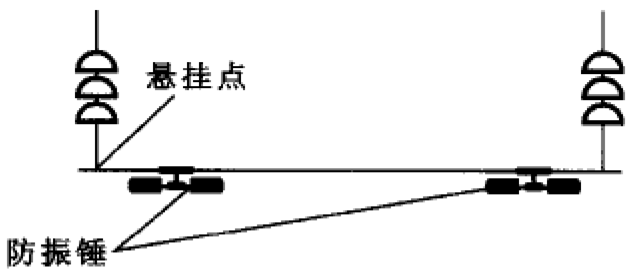


图 64-2

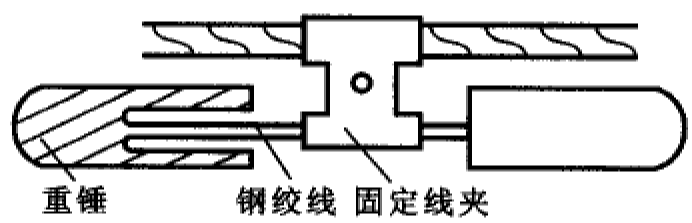


图 64-3

防振锤实际上是个具有固有频率的振动系统，该系统的微振动近似于谐振动。它的固有频率主要取决于重锤的质量 m 和钢绞线的劲度系数 k。防振锤可以抽象为这样一个模型：将弹簧片中间固定，两端各装一个质量为 m 的小球(见图 64-4)，可以证明，这个模型振动的固有频率为

$$\nu = \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{k}{m}} \tag{1}$$

式中，k 为弹簧片(钢绞线)的劲度系数。钢绞线的 k 值可以通过实验求得。由公式(1)即可近似求得防振锤的固有频率。改变重锤的质量(通常 $m = 1.5 \sim 8.6$ kg)或改变钢绞线的 k 值，可以得到不同固有频率的防振锤。

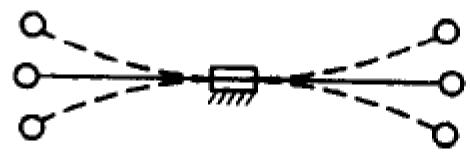


图 64-4

三 防振锤消振原理

设某高压架空线处于锁定状态时的振动频率为 ν_0，选用固有频率接近 ν_0 的防振锤安装在输电线线夹附近。在风力不大时，导线的振动带动防振锤作受迫振动，防振锤吸收导线的一部分振动能量。当风速增大到使导线处于锁定状态，即以 ν_0 振动时，防振锤发生谐振，吸收导线大部分的振动能量，并把这部分能量转化为热能和声能耗散掉，从而减小了导线振动的振幅。

以上是把架空输电线及防振锤理想化后所进行的原理分析，在实际安装架空输电线的防振锤时，还要考虑多种因素的影响。因此，根据不同的环境和需

要,设计了构造各不相同的防振锤供选用。我国普遍使用防振锤作为高压架空线的消振装置,在各种环境和气候条件下平均消振效果为90%,令人满意。

参 考 文 献

[1] 郑玉琪. 架空输电线微风振动. 北京:水利电力出版社,1987

PDG

65 缓冲包装设计

王肇庆

一般包装件是指被包装的产品、缓冲衬垫材料和外包装箱构成的整个系统。为讨论缓冲防振问题，常把包装件抽象为各种简单的力学模型来讨论。其中最简单的力学模型是将被包装的产品视为匀质刚体 m，略去外包装箱的质量和弹性、也不计缓冲衬垫材料的质量和阻尼，将缓冲衬垫材料视为理想的弹簧。于是，包装件便成了图 65－1(a)所示的简单模型。然而，包装件中的缓冲衬垫材料一般具有阻尼，这种阻尼的存在使得包装件受到振动和冲击时，外力通过缓冲衬垫材料后，作用到产品上时已减小了(详见本书“62 弹簧减振”)，故把包装件简化为图 65－1(b)所示的模型更接近于实际情况。若计及外包装箱的质量或考虑被包装产品的易损部件，则简化成的模型会变得稍复杂一些。

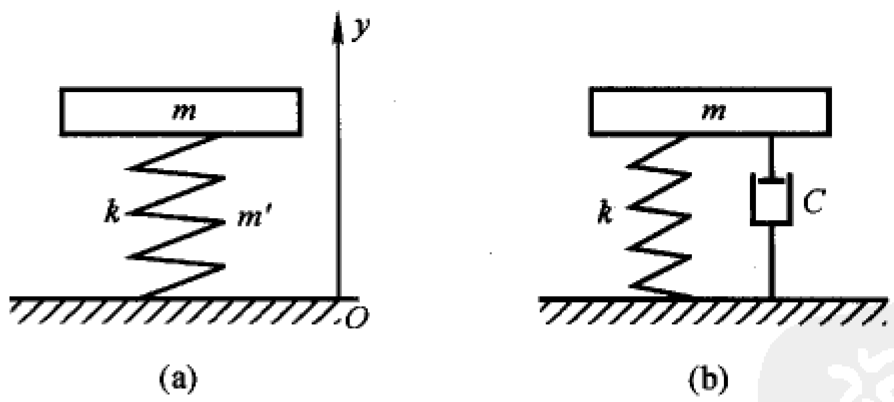


图 65－1

图 65－1(a)所示的模型中，若被包装产品的质量 m 较大，相比之下，缓冲衬垫的质量 m' 可以略去不计，那么被包装产品 m 显然作竖直方向的简谐振动，其周期为 $T=2\pi\sqrt{m/k}$。有时被包装产品的质量 m 较小，这时缓冲衬垫材料的质量 m' 与被包装产品的质量 m 相比并不很小，不可略去，亦即图 65－1(a)中弹簧的质量 m' 需考虑。下面讨论考虑弹簧质量时，谐振子的振动周期。

如果振幅不大，可以认为弹簧的固定端(图 65－1(a)中的地面，亦即坐标轴 y 的原点处)振幅为零。弹簧与物体 m 相连的一端振动位移与物体 m 的振

动位移相同。弹簧中各部分的振动位移则与它离开固定端的距离 y 成正比，弹簧上各点的振动相位相同。

设弹簧的原长为 l，在弹簧上任意选取一段长为 $\mathrm{d}y$ 的微元，其位于离地面 y 处，则该微元的质量为 $\mathrm{d}m' = \frac{m'}{l}\mathrm{d}y$。当整个弹簧发生形变 x 时，该微元发生的形变为 $\frac{y}{l}x$，故该微元的动能为

$$\mathrm{d}E_{\mathrm{k}} = \frac{1}{2}\mathrm{d}m' \cdot \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\left(\frac{y}{l}x\right)^2 = \frac{1}{2}\left(\frac{m'}{l}\mathrm{d}y\right)\left(\frac{y}{l}\right)^2\left(\frac{\mathrm{d}x}{\mathrm{d}t}\right)^2$$

$$= \frac{m'y^2}{2l^3}\left(\frac{\mathrm{d}x}{\mathrm{d}t}\right)^2\mathrm{d}y \tag{1}$$

这样，整个弹簧的动能为

$$E_{\mathrm{k}}' = \int_0^l \frac{m'}{2l^3}y^2\left(\frac{\mathrm{d}x}{\mathrm{d}t}\right)^2\mathrm{d}y = \frac{1}{6}m'\left(\frac{\mathrm{d}x}{\mathrm{d}t}\right)^2 \tag{2}$$

式(1)与式(2)中 $\frac{\mathrm{d}x}{\mathrm{d}t}$ 为物体 m 的振动速度。所以，物体与弹簧构成的整个系统的动能为

$$E_{\mathrm{k}} = \frac{1}{2}m\left(\frac{\mathrm{d}x}{\mathrm{d}t}\right)^2 + \frac{1}{6}m'\left(\frac{\mathrm{d}x}{\mathrm{d}t}\right)^2 \tag{3}$$

以弹簧的原长处为势能零点，则弹簧与物体系统的势能与不考虑弹簧质量时相同，为

$$E_{\mathrm{p}} = \frac{1}{2}kx^2$$

于是，弹簧物体系统的机械能为

$$E = E_{\mathrm{k}} + E_{\mathrm{p}} = \frac{1}{2}m\left(\frac{\mathrm{d}x}{\mathrm{d}t}\right)^2 + \frac{1}{6}m'\left(\frac{\mathrm{d}x}{\mathrm{d}t}\right)^2 + \frac{1}{2}kx^2 \tag{4}$$

由于该系统的机械能守恒，故

$$\frac{1}{2}\left(m + \frac{1}{3}m'\right)\left(\frac{\mathrm{d}x}{\mathrm{d}t}\right)^2 + \frac{1}{2}kx^2 = \text{常量} \tag{5}$$

将式(5)两边对时间求导，有

$$\left(m + \frac{1}{3}m'\right)\frac{\mathrm{d}^2x}{\mathrm{d}t^2} + kx = 0 \tag{6}$$

由式(6)可得考虑弹簧质量时，系统的固有周期为

$$T = 2\pi\sqrt{\frac{m + \frac{m'}{3}}{k}}$$

可见，考虑弹簧质量后，系统的固有周期变大了。

有的产品包装时的缓冲衬垫需要几层不同的材料组合包装。例如，在直接接触产品部分用软的材料，而外层用硬的材料等。这种缓冲衬垫材料的组合通

常有串联、并联以及混合法。例如，软材料与硬材料叠置，如图 65－2(a)所示，可以简化成两弹簧的串联，如图 65－2(b)所示。若两弹簧的劲度系数分别为 k_1 和 k_2，则串联后就相当于一个劲度系数为 $k=k_1k_2/(k_1+k_2)$ 的弹簧。若缓冲衬垫为 n 层不同的材料，则总的劲度系数为

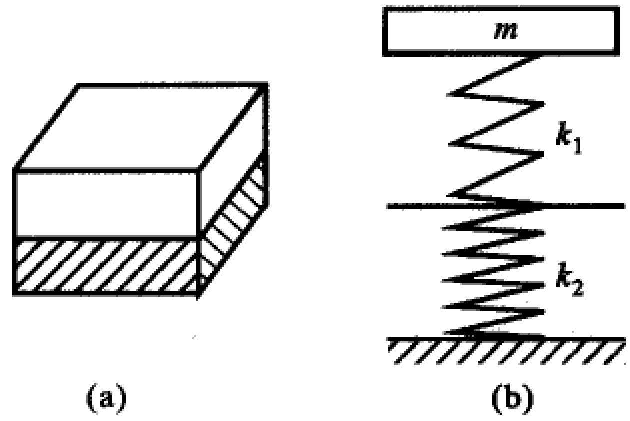


图 65－2

$$\frac{1}{k}=\sum_{i=1}^{n}\frac{1}{k_i}$$

若包装时两种不同的缓冲衬垫材料并排放置，如图 65－3(a)所示，可以简化成两弹簧的并联，如图 65－3(b)所示。若包装衬垫为 n 种不同材料并排放置，那么总的劲度系数为

$$k=\sum_{i=1}^{n}k_i$$

以上讨论的是自由振动。如果用汽车或火车运输货物。当载有货物的车行驶时，车厢振动使包装件受到一个强迫力作用。在用火车运输货物时，此力一般为火车行经轨间接缝时，车轮受到的冲击力，此力为一周期性变化的力，记为$F=F_0\sin pt$。于是，包装件在重力、弹力及强迫力作用下作受迫振动。受迫振动的频率为 p。一般包装件满足 $p\gg\omega$(ω 为包装件的固有振动角频率)故可避免共振。而为了在起动和停车时，使包装件远离共振，常采取预防措施，最简单的办法是附加一个弹簧，如图 65－4 所示。一旦振幅达到某一值，附加弹簧便开始工作，从而改变系统的固有频率。

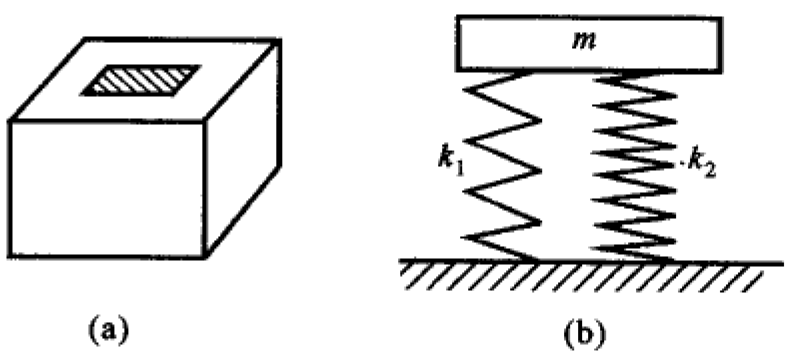


图 65－3

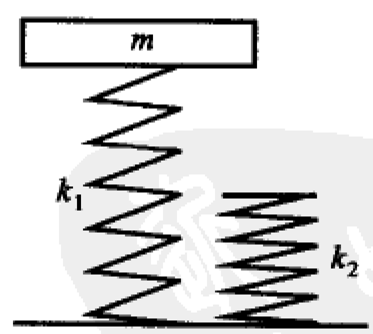


图 65－4

参 考 文 献

[1] 郑百哲，朱竞洪，百瑛编. 包装动力学. 北京：北京科学技术出版社，1990

66 用薄板共振控制噪声

陈立群

控制噪声的基本原则是设法将噪声的能量转化为其它形式的能量。其中一种常用的方法是利用薄板共振消除噪声。

所谓薄板共振结构就是将薄的胶合板、硬质纤维板、木板或金属板等的周边固定在紧贴墙面的框架上，并与墙之间留有一定厚度的空气层。当声波入射到薄板上时，引起板的振动，使板发生弯曲变形。由于薄板与固定支点之间的摩擦，以及板本身的内耗使振动的能量转化为热量。若入射波的频率等于系统的固有频率，那么系统发生共振。此时振幅达到最大值，相应的噪声能量消耗也最大，从而达到控制噪声之目的。

为计算薄板共振结构系统的固有频率，可将系统视为如图 66－1 所示的“活塞式”的空气弹簧。

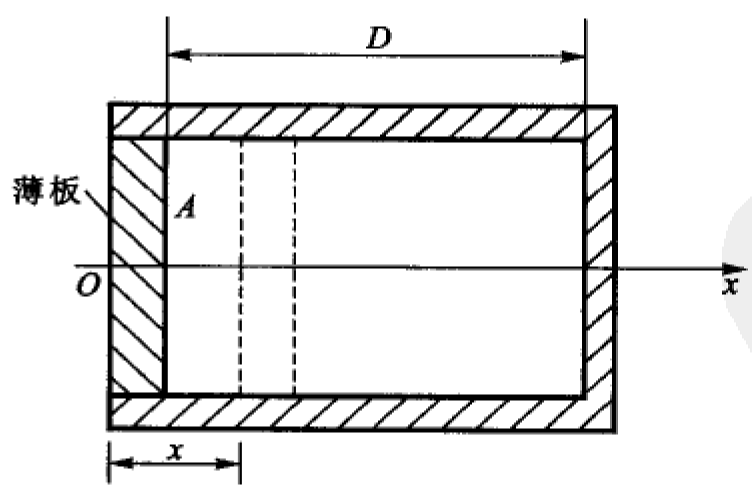


图 66－1

设板的面积为 A，质量为 m（板的质量面密度为 $\sigma = m/A$）、空腔深度（薄板与墙间距离）为 D、腔内气体的压强为 p。当声波传至薄板时，板面发生变形。设想板沿 x 轴正向的位移为 x，腔内气体的压强增至 $p + \mathrm{d}p$。由于声速约为数百

米每秒，比热传递的速度快得多，所以腔内气体状态的变化过程可近似视为绝热过程。由理想气体绝热过程方程

$$pV^{\gamma} = C(\gamma = C_p/C_V)$$

两边求微分，有

$$V^{\gamma}\mathrm{d}p + \gamma p V^{\gamma-1}\mathrm{d}V = 0$$

令 $\alpha = -\frac{\mathrm{d}V}{V}$，由上式可得空腔内外的压强差为

$$\mathrm{d}p = \gamma\alpha p$$

于是作用于板上的合力为

$$\sum F = -A\mathrm{d}p = -\gamma A\alpha p$$

由牛顿运动定律，上式可写成

$$m\frac{\mathrm{d}^2x}{\mathrm{d}t^2} = -\gamma A\alpha p$$

或

$$\frac{\mathrm{d}^2x}{\mathrm{d}t^2} = -\frac{\gamma A\alpha p}{m} \tag{1}$$

由于 $\frac{m}{A} = \sigma$ 及 $\alpha = -\frac{\mathrm{d}V}{V} = -\left(\frac{-xA}{DA}\right) = \frac{x}{D}$，代入式(1)得

$$\frac{\mathrm{d}^2x}{\mathrm{d}t^2} + \frac{\gamma p}{\sigma D}x = 0$$

式中，γ、p、σ、D 均为常量，取 $\omega_0^2 = \gamma p/\sigma D$，上式为

$$\frac{\mathrm{d}^2x}{\mathrm{d}t^2} + \omega_0^2 x = 0 \tag{2}$$

这是谐振动方程。可见，系统的固有频率为

$$f_0 = \frac{\omega_0}{2\pi} = \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{\gamma p}{\sigma D}} \tag{3}$$

已知在标准状态下空气的 $\gamma = 4/3$，$p = 1.013 \times 10^5$ Pa，以此代入式(3)，有

$$f_0 = \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{1.4 \times 10^5}{\sigma D}} = \frac{60}{\sqrt{\sigma D}} \tag{4}$$

由式(4)可见，系统的固有频率与其空腔的深度 D 和板的面密度 σ 有关。当入射声波的频率 f 等于系统的固有频率 f_0 时，系统发生共振。从而可最大的消耗与此频率相应的声能，使该频率的噪声得以消除。如以 D 为横坐标，以 σ 为纵坐标，由式(4)和实验可得出如图 66－2 所示的图线。如薄板的厚度为 5 mm、质量面密度为 $\sigma = 4\ \mathrm{kg \cdot m^{-2}}$，当空腔厚度 $D = 30$ mm 时，从图 66－2 中可直接查出其结构的共振频率 $f_0 = 200$ Hz，说明该结构可控制 200 Hz 频率的噪声，实用木质薄板吸声结构，其厚度一般取 3～6 mm，空气腔厚度 D 取 30～100 mm。因此，共振频率在 100～300 Hz 之间，可控制的噪声也在此范围之内。

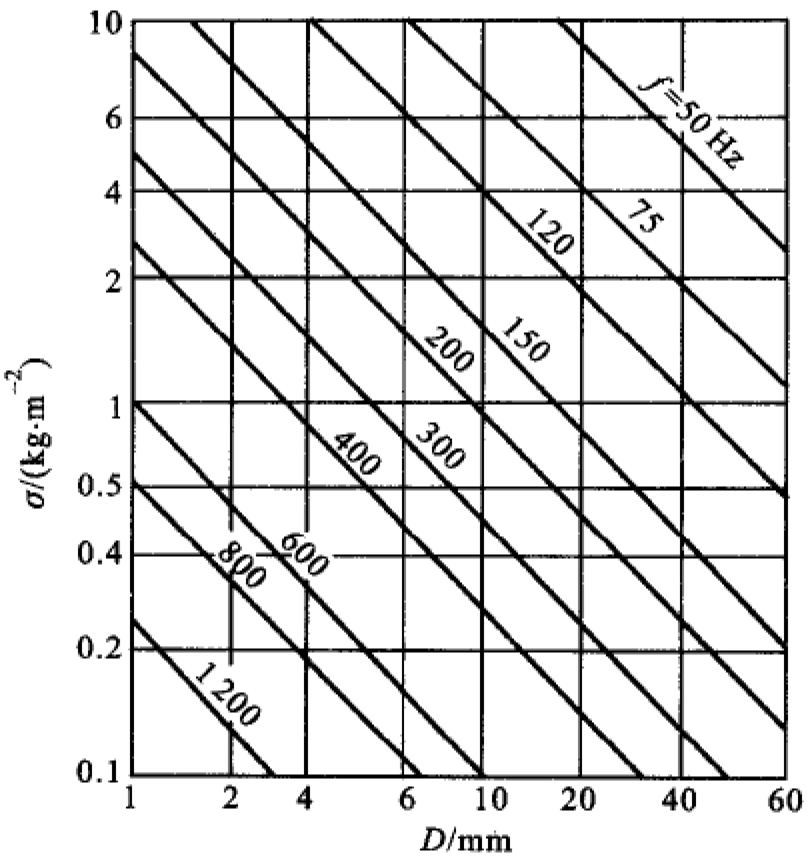


图 66－2

参 考 文 献

［1］ 陈绎勤编著. 噪声与振动的控制. 北京：中国铁道出版社，1985. 158～165

［2］ 福田基一，奥田襄介著. 噪声控制与消声设计. 北京：国防工业出版社，1984. 262

［3］ 郑长聚，洪宗辉，王提贤，章力编著. 环境噪声控制工程. 北京：高等教育出版社，1988. 149

67 穿孔板共振消声

陈立群

薄板共振结构的消声频率较低，一般为 100 ~ 300 Hz[①]。为了展宽消声频带，在噪声控制工程中，广泛采用穿孔板共振结构作为吸声装置。

把穿孔率（指孔的总面积与板的总面积之比）小于 20% 的薄板。固定在刚性壁面的框架上，并在薄板与刚性壁面之间留一定厚度的空气层，这就构成了穿孔板共振结构。该结构可看作由多个共振腔并联而成。

一　单个共振腔的固有频率及其消声

图 67 - 1 是单个共振腔结构的示意图。其中腔的体积为 V，颈口的半径为 r，孔颈的长度为 L。腔体通过孔颈与外面大气相通。当入射到颈口的声波的波长 λ 远大于孔颈长 L 时，腔中的气体相当于一“空气弹簧”。孔颈中的空气柱可看作具有一定质量的，不可压缩的流体。因为 $L \ll \lambda$，可近似认为孔颈中的空气柱在作整体运动，相当于一振动系统。在声波的作用下，孔颈中的空气柱犹如“活塞”来回振动。在振动过程中，由于颈壁对空气柱的阻尼作用，使声能转变成热能被耗散。若入射波的频率与共振腔的固有频率相等，就会产生共振现象。此时空气柱振动的振幅最大，相应的声能损耗也最多。从而达到消除噪声的目的。

为简化讨论，把单个共振腔抽象为如图 67 - 2 所示的模型。一个长为 L、半径为 r 的空心圆柱体，一端开口与大气相通，另一端封口。在没有声波传入时，空气柱的压强为 p、体积为 V。当它受到声波的作用时，空气柱的压强由 p 变为 $p+\Delta p$，体积的增量为 $\Delta V=\pi a^2 x$ 因为声波的波速比热传递的速度要快得多，所以气体状态的变化可看作是绝热过程。把空气柱中的气体视为理想气体，由绝热过程方程 $pV^{\gamma}=C$，有

① 参阅本书“66 用薄板共振控制噪声”。

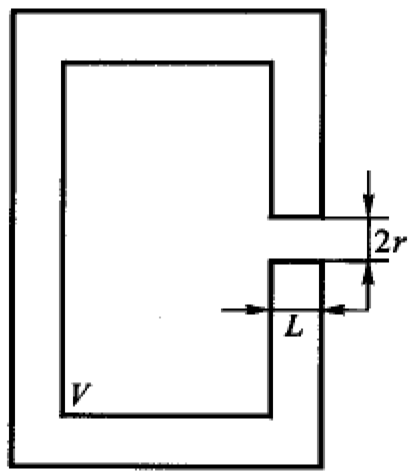


图 67－1

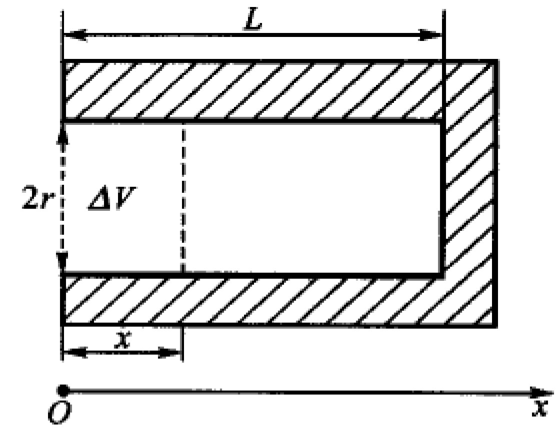


图 67－2

$$\Delta p = -\gamma p\left(\frac{\Delta V}{V}\right) \quad (1)$$

由波动理论可知,空气柱体内气体的声速 v 为

$$v = \sqrt{\frac{\gamma p}{\rho}} \quad (2)$$

其中,ρ 为气体密度。把式(2)代入式(1),有

$$\Delta p = -\rho v^2 \frac{\Delta V}{V} \quad (3)$$

而作用于孔颈中空气柱上的力为

$$F = \Delta p \cdot A = -\rho v^2 A \frac{\Delta V}{V} = -\frac{\rho v^2 A^2}{V}x \quad (4)$$

式中,$A = \pi a^2$。由于空气柱内气体的质量 $m = \rho LA$,所以,式(4)可写成

$$\rho LA \frac{d^2 x}{dt^2} + \frac{\rho v^2 A^2}{V}x = 0$$

即

$$\frac{d^2 x}{dt^2} + \frac{v^2 A}{VL}x = 0 \quad (5)$$

令

$$\omega_0^2 = \frac{v^2 A}{VL} \quad (6)$$

则式(5)为

$$\frac{d^2 x}{dt^2} + \omega_0^2 x = 0$$

上述方程是典型的谐振动方程,其固有频率 f_0 为

$$f_0 = \frac{\omega_0}{2\pi} = \frac{v}{2\pi}\sqrt{\frac{A}{VL}} \quad (7)$$

由式(7)可看出,空气柱内的气体振动的固有频率 f_0 与共振腔的形状大小有关。若改变有关的几何量则可改变它的固有频率。在实际使用时,可将颈口

底部(原封口处)与一大空腔相连(如图 67 - 1 所示)。使体积 V 增大从而降低该系统的固有频率。另外,在实用时,式(7)中的颈口长度 L 并非是颈口的原长 l_0,要修正为 $L = l_0 + 1.57r$,(r 为颈口半径)。L 称为等效颈长。

单个共振腔的频率选择性很强,吸声频带较窄,但在共振频率 f_0 附近会具有很大的吸声效果,所以常被选用于特定频率的吸声。而实际噪声控制工程中所应用的是一种穿孔板吸声装置。

二　穿孔板共振吸声

穿孔板共振吸声结构,可看成由许多个共振腔并联而成。若被固定在刚性壁面框架上的穿孔板有 n 个单孔,每个单孔的截面积为 A_0,则颈孔截面积 $A = nA_0$(如图 67 - 3 所示)。设穿孔板的面积为 B,薄板与壁面之间的空气层厚度为 D,则穿孔板空腔的体积 $V = BD$。因为穿孔板共振吸声原理与单个共振腔的工作原理相同,故其共振频率 f_0 仍满足式(7)。

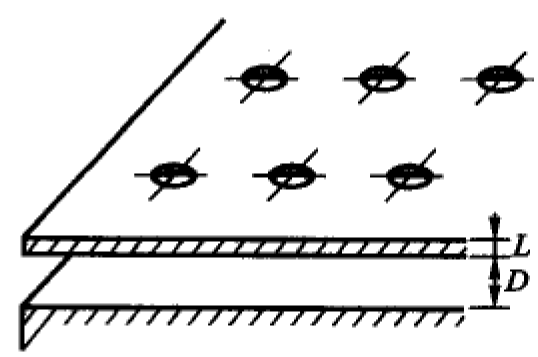


图 67 - 3

若定义穿孔板共振吸声结构的穿孔率 β 为

$$\beta = \frac{A}{B} \times 100\% = \frac{nA_0}{B} \times 100\%$$

则穿孔板共振吸声结构的共振频率 f_0 也可表示为

$$f_0 = \frac{v}{2\pi}\sqrt{\frac{A}{VL}} = \frac{v}{2\pi}\sqrt{\frac{nA_0}{BDL}} = \frac{v}{2\pi}\sqrt{\frac{\beta}{LD}} \tag{8}$$

由式(7)、式(8)中可见,穿孔板共振吸声结构的穿孔面积 $A = nA_0$ 越大,吸声的频率越高。穿孔板空腔越深或颈口有效长度 L 越长,则吸收的频率越低。

为使穿孔板共振吸声结构的吸声频带更宽,常将阻性吸声材料填入共振腔中,以增大其阻尼。也可用多层穿孔板结构或微穿孔板吸声结构来提高吸声性能及展宽吸声频带。

参　考　文　献

[1]　福田基一,奥田襄介著. 噪声控制与消声设计. 北京:国防工业出版社,1984. 264 ~ 265

[2]　郑长聚,洪宗辉,王提贤,章力编著. 环境噪声控制工程. 北京:高等教育出版社,1988. 150 ~ 152,218 ~ 222

68 用声波干涉控制噪声

陈立群

内燃机、通风机、鼓风机、压缩机和燃气轮机等工作时，在排放各种高速气流的过程中，都伴随有噪声。利用干涉原理制成的干涉型消声器可以降低这种噪声。

由两相干声源 S_1 和 S_2 发出的两列相干波，分别传播了 r_1 和 r_2 后在介质中点 P 处相遇时，发生干涉现象。若两列相干声波的振幅相同，由干涉原理知，当

$$\Delta r = r_2 - r_1 = (2k+1)\frac{\lambda}{2} \quad (k = 0, \pm 1, \pm 2, \cdots)$$

时，合振幅

$$A = 0$$

即两列声波因相干而抵消。

图 68－1 是干涉型消声器的结构原理图。一列波长为λ的声波，沿水平管道自左向右传播。当入射波到达 A 处时，分成两束相干波，它们分别向上和向下沿着图中箭头所示的方向传播，经过了不同的距离 r_1 和 r_2。再在 B 处相遇。若 $\Delta r = r_2 - r_1 = (2k+1)\lambda/2$，则声波的振幅 $A \simeq 0$。这就是说该频率的声波能量几乎减小为零了，这样就达到控制噪声的目的。

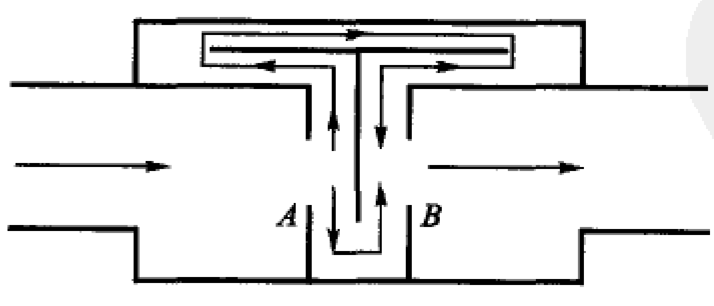


图 68－1

应当指出，干涉型消声器能控制的噪声频率是有限的，它只能消除低频噪声。发动机的周期性排气噪声（正常工作期间），就是一种典型的低频噪声。一般说来，一台四缸四冲程发动机，当它以 2 000 $r \cdot min^{-1}$ 的转速运转时，其噪声

峰值频率在 200 Hz 以下的噪声较大①。所以常用干涉型消声器来消除这类低速转动发动机所产生的低频噪声。一台带有干涉器的柴油发动机经消声处理后，其排气噪声可以降低 10 dB 以上。

为了使这类消声器在低频范围内具有较宽的消声频率，往往将不同结构的消声单元串接起来，并使每一单元的 Δr 不等，就可以对不同波长的噪声加以控制。例如，在摩托车的排气系统中，常安装如图 68－2 所示的干涉型消声器。

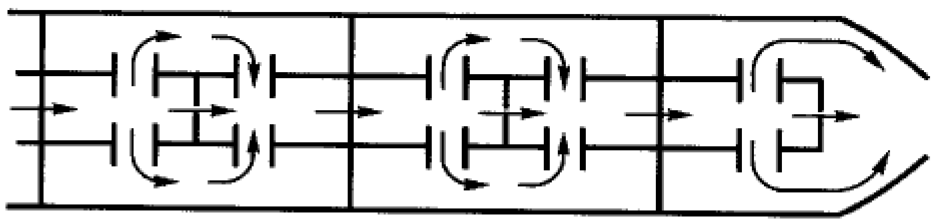


图 68－2

参 考 文 献

[1] 任文堂，郄维周编著. 交通噪声及其控制. 北京：人民交通出版社，1984. 257～270

① 在排气噪声中，周期性排气噪声占最主要的组成部分。若用窄波分析仪器可看出它所包括的几个窄带的尖峰，其峰值频率为

$$f = k\frac{ni}{60\tau}$$

其中，k 为谐波次数，$k=1,2,\cdots$；n 为发动机转速；i 为气缸数；τ 为冲程系数，对四冲程发动机 $\tau=2$，二冲程发动机 $\tau=1$。大多数的排气噪声中，$k>3$ 的高次谐波的噪声都较低。因此对于一台四缸四冲程的发动机，当它以 2 000 $\mathrm{r\cdot min^{-1}}$ 运转时，可计算出噪声较大的峰值频率在 200 Hz 以下（取 $k=3$）。

69 监测车速

陈立群

多普勒效应是波动的基本特性之一。声波和电磁波都具有多普勒效应。但是由于真空中电磁波的速度为 $3\times10^8\ \mathrm{m\cdot s^{-1}}$。因此,在讨论电磁波的多普勒效应时,必须应用狭义相对论。

如果有一电磁波源以速度 $\boldsymbol{v}$ 朝着观测者作直线运动,而且此电磁波源发出频率为 ν_0 的脉冲波。由相对论可以算得,观测者接收到此脉冲波的频率 ν 为

$$\nu = \nu_0\sqrt{\frac{c+v}{c-v}} \quad \text{(波源朝着观测者运动)} \tag{1}$$

式(1)表示当观测者与电磁波源以相对速度 v 彼此趋近时,观测者所接收到的电磁波频率 ν 将大于波源所发射的电磁波频率 ν_0。

公路上用于监测车辆速度的监测器就是利用上述原理制成的。速度监测器是由微波雷达发射器、探测器及数据处理系统等组成。当监测雷达发射频率为 ν_0 的微波被正以速度 $\boldsymbol{v}$ 向着其运动的车辆接收后,微波频率变化为 ν'。由式(1)有

$$\nu' = \nu_0\sqrt{\frac{c+v}{c-v}} \tag{2}$$

然后,微波从运动的汽车上被反射回去。这时可将汽车作为运动的波源。那么从监测器处所测得的反射波的频率为 ν。由式(1)有

$$\nu = \nu'\sqrt{\frac{c+v}{c-v}} \tag{3}$$

将式(2)代入式(3),得

$$\nu = \nu_0\left(\sqrt{\frac{c+v}{c-v}}\right)^2 = \nu_0\,\frac{c+v}{c-v} \tag{4}$$

从式(4)可以得到,接收器所接收到的电磁波的频率 ν 与发射器所发射的电磁波的频率 ν_0 之差为

$$\Delta\nu = \nu - \nu_0 = \frac{2v}{c-v}\nu_0 \approx \frac{2v}{c}\nu_0 \tag{5}$$

由于 $v \ll c$，故 $\frac{\Delta\nu}{\nu_0} \ll 1$。这样，发射器发射的脉冲微波被接收器接收后，两者频率之差甚小，产生拍现象。$\Delta\nu$ 就是拍频。由式(5)可得

$$v = \frac{\Delta\nu}{2\nu_0}c \tag{6}$$

通过拍频的测定，可测量出汽车运动之速率。例如，监测器发射频率 $\nu_0 = 3 \times 10^9$ Hz 的微波，从某运动汽车上反射回来后，产生的拍频为 100 Hz，那么汽车的行驶速率为

$$v = \left(\frac{\Delta\nu}{2\nu_0}\right)c = 5\ \mathrm{m \cdot s^{-1}}$$

若拍频为 $\Delta\nu = 400$ Hz，则汽车的速率为 $v = 20\ \mathrm{m \cdot s^{-1}}$。

如果根据交通管理条例对汽车最高速率限制为 v_m，那么拍频 $\Delta\nu_m$ 的最大值是

$$\Delta\nu_m = 2\left(\frac{v_m}{c}\right)\nu_0 \tag{7}$$

在速度监测器中，拍频可以被检测并在显示屏上直接显示成相应的车速。因此，监测人员利用它，就可随时监测某汽车是否违章超速行驶。

参考文献

[1] 克罗默著. 科学和工业中的物理学. 北京：科学出版社，1986. 317～321

PDG

70 多普勒声纳

谈湫梅

舰艇、油轮、货船行驶在浩瀚无垠的大海上，一般使用多普勒声纳来确定船舶的准确地理位置（经、纬度）和航行状态。下面简单介绍多普勒声纳的原理。

由多普勒效应知，当波源与观察者相对介质运动时，观察者接收到的频率 f 为

$$f = f_0 \frac{u \pm v_0}{u \mp v_S} \tag{1}$$

式中，f_0 是波源的频率，u 是波在介质中传播的速度，v_0 是观察者运动的速度，v_S 是波源运动的速度。当观察者向着波源运动时，v_0 前取正号，离开时取负号；当波源向着观察者运动时，v_S 前取负号，离开时取正号。

如果波源和观察者的运动方向不在波源和观察者的瞬时位置的连线或其延长线上，如图 70－1 所示，则式（1）中的 v_S 及 v_0 应以波源速度 v_S 和观察者速度 v_0 在波源与观察者的瞬时位置连线 SO 方向上的速度分量 $v_S\cos\alpha_1$ 及 $v_0\cos\alpha_2$ 来代替，可得

$$f = f_0 \frac{u \pm v_0\cos\alpha_2}{u \mp v_S\cos\alpha_1} \tag{2}$$

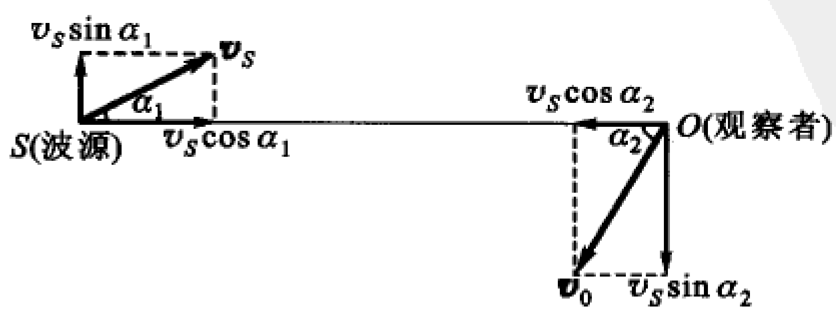


图 70－1

多普勒声纳一般安装在船体底部，由一个发射器和一个接收器组成(图70－2中O处)，发射器沿着固定的倾角α，斜向海底发射一束超声波OP。考虑到尽可能减小测量误差和能量衰减等技术问题，一般选用150～600 kHz的超声波。该束超声波在海底漫反射，其中必有一定强度的波沿PO方向反射回位于O处的接收器。

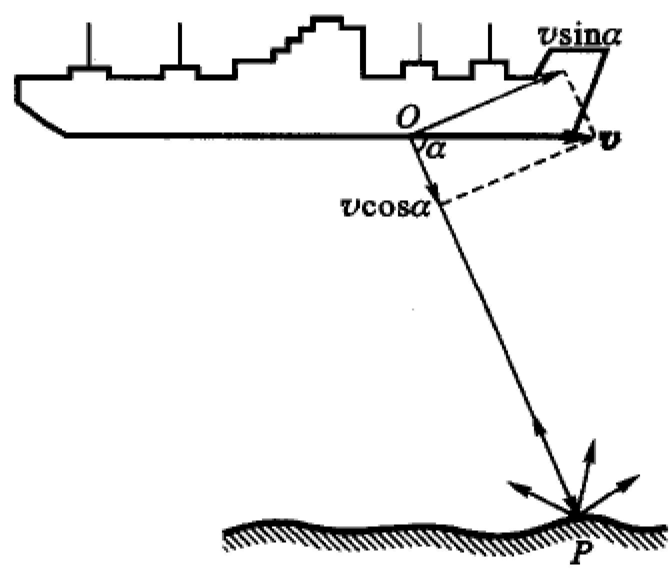


图 70－2

由于超声波在水中的传播速度(约1 500 $\mathrm{m\cdot s^{-1}}$)大大超过船舶前进的速度，所以在超声波沿OP方向来回传播期间船舶前进的距离是很小的。在超声波从O向P传播时，O是波源，P相当于观察者，假定船舶前进的速度为$\boldsymbol{v}$，那么波源以$v\cos\alpha$的速度向着观察者运动。在超声波从P返回O时，P相当于波源，O相当于观察者，此时观察者以$v\cos\alpha$的速度向着波源运动。根据式(2)，船上接收器接收到的频率为

$$f=f_0\frac{u+v\cos\alpha}{u-v\cos\alpha}=f_0\left(1+\frac{v}{u}\cos\alpha\right)\left(1-\frac{v}{u}\cos\alpha\right)^{-1}$$

由于$v\ll u$，因此可将上式按级数展开，并略去$\frac{v}{u}\cos\alpha$的高次项，得

$$\begin{aligned}f&=f_0\left[1+\frac{v}{u}\cos\alpha\right]\cdot\left[1+\frac{v}{u}\cos\alpha+\left(\frac{v}{u}\right)^2\cos^2\alpha+\cdots\right]\\&\approx f_0\left[1+2\frac{v}{u}\cos\alpha+2\left(\frac{v}{u}\right)^2\cos^2\alpha\right]\end{aligned}\tag{3}$$

式中，发射频率f_0、水中声速u及发射倾角α均已知，因此，只要测得接收频率f，就可以求得航速v。再由v对时间进行积分(一般由计算机进行这项工作)，就能求得航程。

为了消除船舶上下垂直运动和左右前后摇摆对测速的影响，除安装一对向前的发射器和接收器外，一般还再在同一位置安装一对向后的发射器和接收器，并且使向后的发射倾角也为α角，如图70－3所示，称为詹纳斯(Janus)配置。詹纳斯配置可使式(3)大大简化。由图70－3可见，对于向后发射的超声波，航速$\boldsymbol{v}$沿波束OP'方向的分量$v\cos\alpha$是远离海底的。根据式(2)，此时船上接收到的频率f'应为

$$f'=f_0\frac{u-v\cos\alpha}{u+v\cos\alpha}=f_0\left(1-\frac{v}{u}\cos\alpha\right)\left(1+\frac{v}{u}\cos\alpha\right)^{-1}\tag{4}$$

同样方法按级数展开,并略去高次项,得

$$f' = f_0\left[1 - 2\frac{v}{u}\cos\alpha + 2\left(\frac{v}{u}\right)^2\cos^2\alpha\right] \tag{5}$$

由式(3)及式(5)即得向前和向后两接收器接收到的频率之差为

$$\Delta f = f - f' = \frac{4f_0 v}{u}\cos\alpha$$

由此得到船舶前进的航速

$$v = \frac{u}{4f_0\cos\alpha}\Delta f \tag{6}$$

一般选择 $\alpha = 60°$,则船舶前进的航速为

$$v = \frac{u}{2f_0}\Delta f \tag{7}$$

下面来说明詹纳斯配置为什么可以消除船舶垂直上下运动对测定航速的影响,至于为何能减小船舶摇摆的影响则从略了。假定船舶在风浪的影响下有向上的运动速度 $\boldsymbol{v}_u$,如果只发射一束斜向前的超声波,如图 70-4 所示,

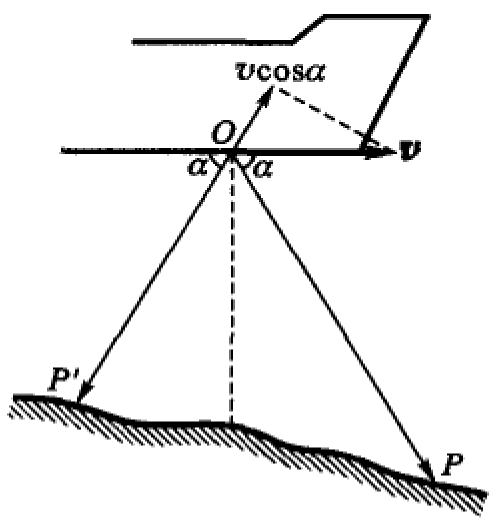


图 70-3

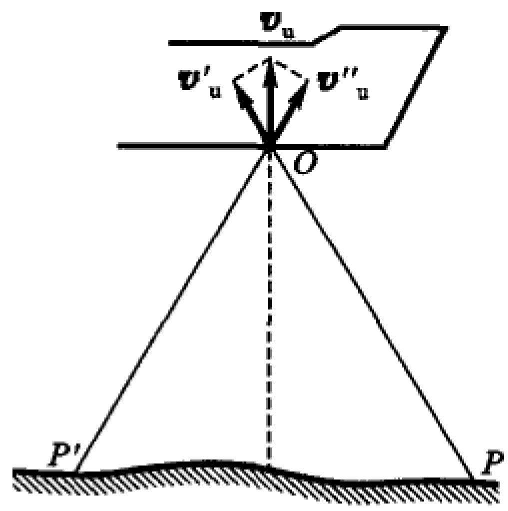


图 70-4

$\boldsymbol{v}_u$ 在斜向前波束 OP 方向的分量 v'_u 是远离海底的,它将使原来由式(3)决定的接收频率 f 变小,从而使测定的航速产生误差。但是詹纳斯配置还斜向后发射一束超声波 OP',而速度 $\boldsymbol{v}_u$ 沿 OP'方向的分量 v''_u 也是远离海底的,它同样使由式(4)决定的接收频率 f'减小。由于 $v'_u = v''_u$,故 f' 与 f 减小的数值相同。在詹纳斯配置下,决定航速 v 的是前后两接收器接收的频率之差 $\Delta f = f - f'$。由于 f 与 f'减小的数值相同,因此,Δf 保持不变,从而使测定船舶前进的速度不受影响。同理,当船舶具有垂直向下的运动速度时,测量航速也不受影响。

为了测定船舶横向移动的速度,可以也按詹纳斯配置方法装置两对发射器和接收器,分别向船的左舷和右舷方向,斜向海底发射超声波,本文不

再赘述。

参考文献

[1] 金受琪编. 多普勒声纳导航. 北京:人民交通出版社,1982

PDG

71 声悬浮和电磁悬浮技术

解文军

随着空间应用科学的发展,模拟空间环境中无容器效应的各种悬浮技术已成为一类重要的研究手段。无容器处理是指在材料的制备加工过程中,采用一定的方法,使材料与容器壁不接触。最常用的方法有自落体法和悬浮法。目前发展起来的悬浮技术主要包括电磁悬浮、声悬浮、光悬浮、气动悬浮、静电悬浮等。下面主要介绍电磁悬浮和声悬浮的基本原理与应用。

电磁悬浮的主要原理是利用高频电磁场在金属中产生涡流,进而产生洛伦兹力来实现悬浮。将一个金属样品放置在通有高频电流的线圈内时,由于电磁感应现象,会在金属表面产生高频感应电流,并形成闭合回路,称为涡流。这一涡流使金属样品在磁场中受到一个洛伦兹力的作用。通过合理设计悬浮线圈的结构,可以使样品上洛伦兹力的合力(即悬浮力)方向与重力方向相反,再通过调节高频电源的功率使悬浮力与重力相等,即可实现金属样品的悬浮。

图 71－1 是电磁悬浮的原理。悬浮线圈由主线圈和反向线圈两部分组成,这两部分同轴且串联在一起,流经两部分的电流方向相反。主线圈主要产生向上的悬浮力以平衡样品的重力,反向线圈对样品的悬浮起稳定作用。由于要克服样品的重力,主线圈的匝数大于反向线圈的匝数。在图中所示的样品位置,悬浮力和重力的合力具有回复力的特性,即不论样品向上或向下偏移,都会被拉回原位置。

电磁悬浮的物理过程比较复杂,包括线圈与导体之间的互感,也包括导体各部分之间的互感与自感。一般通过线圈的交变电流频率为 10^4 ~ 10^5Hz,在这样高的频率下,导体内部的磁场和涡流表现出明显的趋肤效应,趋肤深度很小,即导体的悬浮主要靠表面上的洛伦兹力来支撑。在电磁悬浮过程中,涡流会产生大量的焦耳热,将样品熔化,因此电磁悬浮无容器处理的一大优点是不需要另配加热器件。

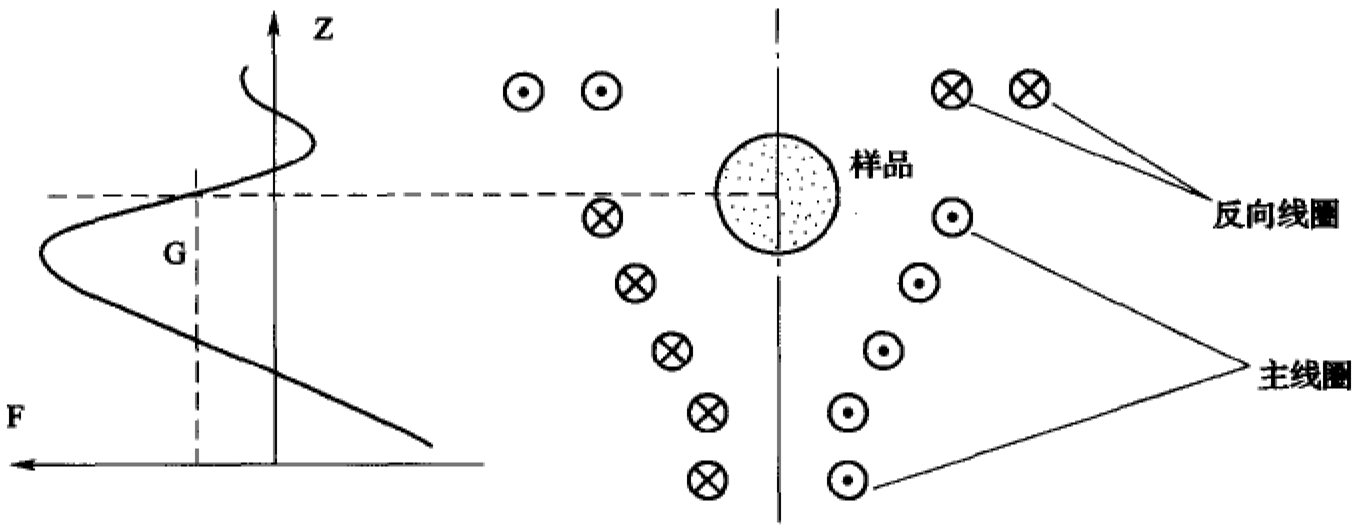


图 71-1 电磁悬浮原理

电磁悬浮技术在材料制备和热物理性质研究方面有着重要的应用。采用电磁悬浮技术可以使大多数金属材料在无容器条件下实现熔化和凝固,由于消除了器壁的污染,可以使金属在远低于其平衡凝固点以下的温度进行凝固,即金属在凝固前达到了一种"深过冷"状态。在这种状态下制备出来的材料具有独特的微观结构和使用性能。采用量热计在这种状态下测量金属的比热,可以获得其它方法难以获得的"深过冷"状态的液态金属比热数据。采用液滴振荡法测量悬浮液滴的振荡频率,不仅可以获得高温金属熔体的表面张力数据,还可以获得深过冷金属熔体的表面张力数据。

声悬浮是利用高强度声波产生的声辐射力来平衡重力从而实现物体悬浮的一种技术。在线性声学中,声压随时间呈周期性变化,较长一段时间内声压的平均值为零,因此不会产生附加的流体静压力。但是,在高声强条件下,声波的非线性效应非常显著,会在声压这个"交流"信号中引起一个"直流"信号,这一"直流"项的时间平均值具有固定的方向和大小,从而产生声辐射压力。声波产生的辐射压力是惊人的,它可以使密度比空气大几百甚至几万倍的常见固体和液体克服地球引力而悬浮于空气中,也可以将密度很小的气泡定位于液体中某一位置而不漂浮到液面上。在液体和固体的无容器处理研究中,人们主要关心的是前者。目前,西北工业大学空间材料科学实验室采用超声悬浮技术,已经能够在空气中悬浮起密度为 $22.6\ g\cdot cm^{-3}$ 的固态金属铱和密度为 $13.6\ g\cdot cm^{-3}$ 的液态金属汞。

声悬浮通常要求被悬浮物体的尺寸(如半径 r)远小于半波长($\lambda/2$)。由于驻波产生的声辐射压力远大于行波(前者正比于 $(r/\lambda)^3$,后者正比于 $(r/\lambda)^6$),所以声悬浮实验普遍采用驻波。以平面驻波为例,对于声压 p 为

$$p = p_0\cos(kz)\sin(\omega t)$$

的声场,它在小球上产生的声辐射力为

$$F = \frac{5}{6}\frac{\pi p_0^2}{\rho\omega^2}\left(\frac{2\pi r}{\lambda}\right)^3\sin(2kh)$$

其中，h 表示小球相对于某一声压波节的位置，r 为小球的半径，ρ 为空气密度，ω 和 k 分别为声波的角频率和波数。可见，驻波产生的声辐射力在空间以半波长 $\lambda/2$ 为周期变化。

声悬浮需要很高的声强条件。对于频率 16.7 kHz 的超声波，在空气中悬浮一滴水，需要至少 159.5 dB 的声压级，而悬浮起铱，需要至少 173 dB 的声压级。这样强的声场，一般需要依靠谐振腔的共振才能获得。最简单的谐振系统可由一个声发射端和一个反射端构成，也称为单轴式声悬浮，如图 71-2 所示。反射

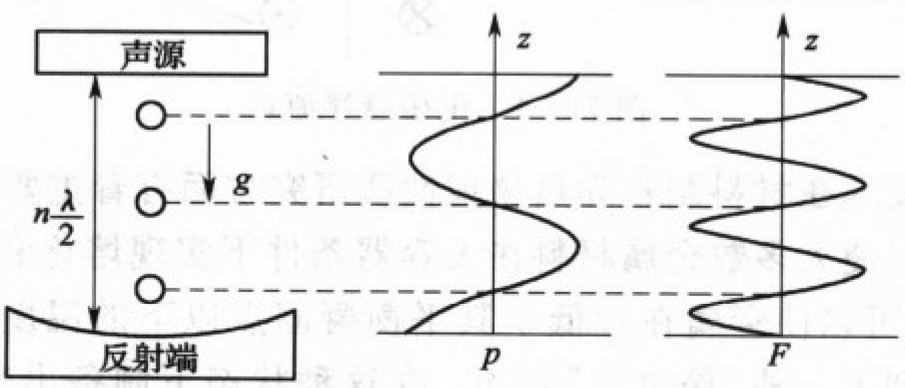


图 71-2　单轴式声悬浮原理

端到发射端的间距 L 是可调的，以满足声场的共振条件。如果将声场近似看作平面驻波，则共振条件满足

$$L = n\frac{\lambda}{2}, n = 1, 2, \cdots$$

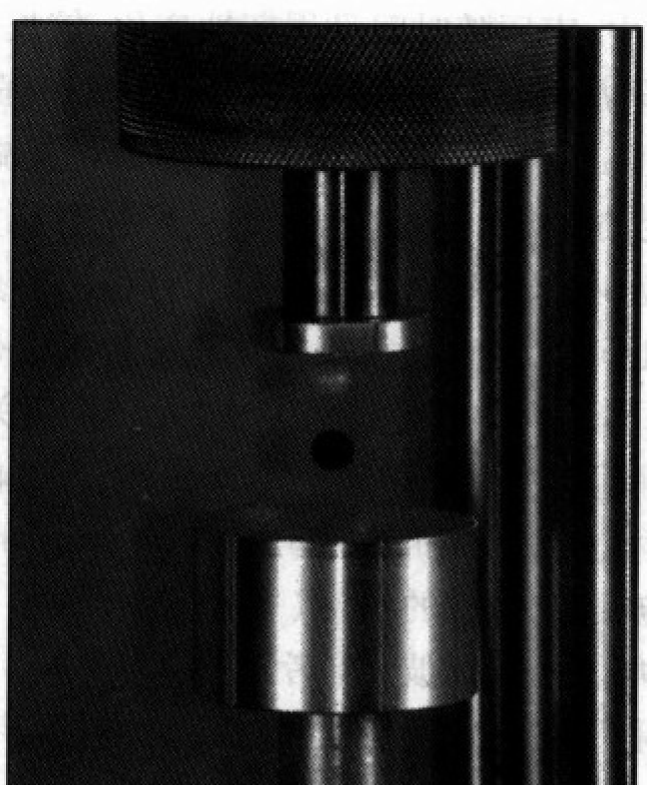


图 71-3　三个聚合物小球的声悬浮

反射面和发射面是声压的两个波腹，声压波节位于 $z=\lambda/4, 3\lambda/4, 5\lambda/4, \cdots$。在声压波节处，声辐射力具有回复力的特性，即一旦样品有所偏离，就会被拉回原位，因此声压波节就是样品的稳定悬浮位置。在第 n 个共振模式下，可以悬浮起 n 个样品，相邻两个样品之间的距离为 $\lambda/2$。通常，选择声波动方向与重力方向平行，以克服物体的重力。较重的物体，其悬浮位置会偏向声压波节的稍下方。

声悬浮不只是一个有趣的物理现象，它在材料制备和科学研究中具有重要的应用。和电磁悬浮相比较，声悬浮不仅可以悬浮起金属材料，也可以悬浮起各种非金属材料。采用声悬浮方法，可以使材料的熔化和凝固在无容器环境下进行，从而消除容器壁对材料的不利影响。例如，在声悬浮条件下，可以使水冷却到零下二十多度还不结冰，从而获得深过冷状态的冰。声悬浮状态的液滴完全在自由表面的约束下运动，是流体动力学研究的一个重要领域。利用声悬浮技术，可以对液体的表面张力、粘度、比热等物理参数进行非接触测定，不仅提高了精度，还可获得液体在亚稳态的物理性质。在太空微重力环境中，可以用声悬浮对样品进行定位。声悬浮技术在生物医学领域也有一定应用。例如，可以使培养液中的细胞或微生物在固定区域浓集，以提高检测效率。

72 医用超声成像诊断仪

陈鹤鸣

目前,超声波在医学上用于对人体进行诊断越来越普遍,而且由于电子技术和计算机技术的飞速发展,医学超声成像诊断仪器的功能更趋完善。从人体内获得的携带有器官和结构信息的声回波信号,用灰阶图像显示出来,为医生提供诊断的依据。人体的许多部位和脏器均可用超声诊断,尤其是在腹部、眼、心血管和妇产科方面,超声诊断更有独到之处。由于超声诊断成像设备的操作和作用环境无特殊要求,对病人无损害,可清晰显示软组织,因此日益受到重视。那么超声诊断仪是如何工作的?这先要从超声波的特点说起。

一　超声波的特点

超声是频率在20 000 Hz以上的声波,因此,它的一个重要特点是人类听不见。不过有些动物能够听见较低频段的超声,像蝙蝠、飞蛾、海豚等。超声的另一个特点是频率高、波长短,由于波长短,声源的尺寸可以较小,容易实现狭窄的声束和实现声束聚焦,像通常聚焦光那样,在焦点或焦点区,声强可以很高,从而产生一些强烈的作用;由于波长短,超声可以被微小的障碍物散射开来,平面声波在传播过程中遇到有限大小的障碍物时会被障碍物所散射,散射波沿四面八方传播,包括沿入射波返回。超声的第三个特点是与物质有相互作用。

二　超声波换能器

超声波换能器的作用是使其它形式的能量转换成超声波的能量(发射换能器)和使超声能量转换成其它形式易于检测的能量(接收换能器)。电能的应用最为方便,因此,一般应用电能和超声能量相互转换的电声换能器。用适当的发射电路把电能加到发射换能器上可使其作超声振动,并在周围的媒质中产生超声波。接收换能器是把接收到的超声信号转换成为电信号,采用相应的接收电路获得适当的电信号输出。在超声检测中往往用一个超声换能器既作发射

换能器又作接收换能器。在超声换能器中最常见的是压电换能器。它是利用压电晶体的电致伸缩效应来产生超声波，将压电晶片放在平行板电极之间，在电极间加上频率与晶体片的固有振动频率相同的交变电压，晶片就产生强烈的振动而发射出超声波来。

医用超声成像诊断仪中的换能器主要采用厚度振动型的压电圆片，其典型结构如图 72－1 所示。这是一个带吸声块的换能器，由于部分声能被吸收，发射效率较低，但吸声块加大了阻尼，衰减较快，因此脉冲持续期短，有助于提高分辨率。当采用单块压电片的换能器时，只能显示回波波形，而不能显示二维图像。为了获得二维图像，必须将换能器作机械扫描运动。如果采用许多压电片组成的换能器阵列，则可以方便地用电子方法来切换声线，而不需要换能器作机械扫描运动，而且还可以实现电子聚焦和束控，因此，换能器阵列得到较为广泛的应用。

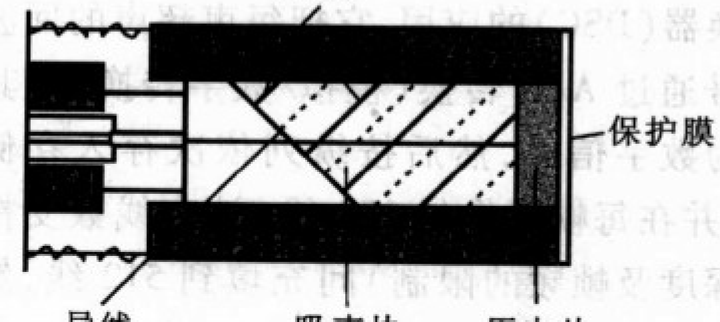


图 72－1 压电换能器典型结构

三 医用超声成像诊断仪成像原理

超声诊断仪在工作时，电声换能器将电振荡转换成超声波，超声频率一般在 1 MHz 到十几 MHz（B 型超声成像仪使用的超声频率为 3.5 MHz）之间，换能器与人体直接接触或通过水路耦合，超声波沿着波束方向向人体的深处传播。声波在传播途中遇到介质不均匀的界面时，会发生反射和折射现象。由于人体软组织和各类脏器有不同的声阻抗，因而在界面处会产生反射声波（回波）。由于这些界面的声学差异不是很大，一般情况下大多数声能仍穿过界面继续向前传播。到达第二个界面时，又产生回波，但仍然有大部分声能继续前进。反射回波中所携带的有关人体组织和结构的信息被检出后，在显示器上加以显示。测出由脉冲反射到回波到达间的时间，换算出超声波所传播的距离，即可确定换能器至界面的距离，这就是超声诊断仪赖以工作的脉冲回波测距原理。

将接收到并经适当处理的回波信息在示波管上的显示形式主要有 A 式显示和 B 式显示。A 式显示是指显示幅度和时间关系，显示屏上的纵坐标和横坐标分别代表信号的幅度和深度（时间），它的横坐标可用来确定产生回波的界面所处的深度。B 式显示是指将接收到的回波幅度信号加到示波管上对它的辉度进行调制。B 式显示形成一幅二维图像，它反映的是人体某一断面上的信息。此时，屏幕上的纵坐标代表声波传入人体内的深度（或时间），而其亮度则

由对应空间点上的超声回波幅度调制;横坐标代表声束(或声线)对人体扫描的方向。这样超声束对人体扫描,就等同于无损地把人体切开一个断面,并用亮度调制的相应的二维图像把它再现在屏幕上。从物理上来看,一帧B超图像大体上可看成是人体内这个断面上声阻抗变化界面的分布。

20世纪70年代后期起,B型超声诊断技术(简称B超)经历了频繁的重大技术改进,其中最具有意义的是数字扫描变换器(DSC)的应用,它把每束超声的回波信号通过A/D转换(模拟/数字转换)使其成为数字信号,然后按纵列依次存入存储器,并在每帧图像的128线(该声线数受探测深度及帧频的限制)间充填到512线,然后用电视制式以横行读出(计512行),与电视屏幕扫描线对应,这就充分保证了图像显示稳定、细密。

DSC技术引入B超的更重大意义还在于它使B超技术步入计算机化的时代,在DSC基础上发展起来的数字扫描处理器(DSP)及数字图像处理器(DIP),使B超诊断仪的功能大大改善与扩展,不仅为临床诊断带来极大方便,而且使诊断质量也大大提高。如图72-2所示为目前常用的B超诊断仪的方框图。

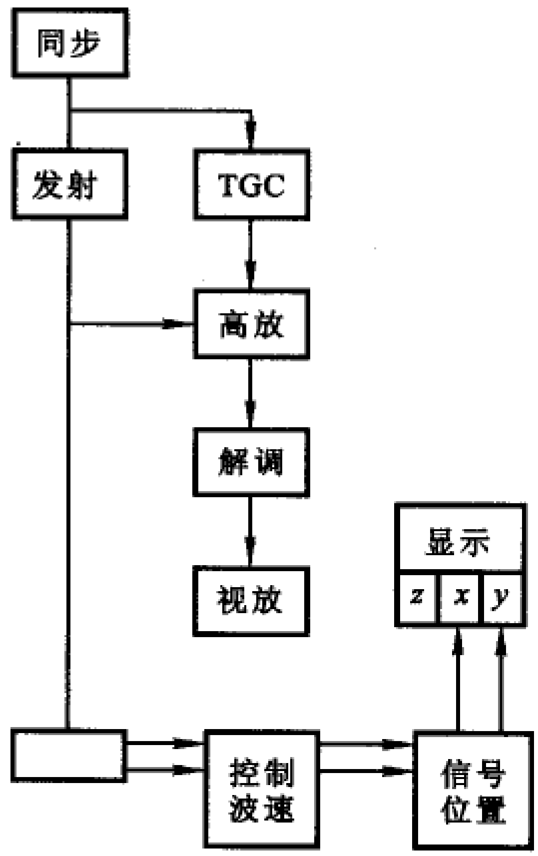


图72-2 B型超声诊断仪方框图

参考文献

[1] 金篆芷,王明时主编.现代传感技术.北京:电子工业出版社,1995
[2] 冯若.物理、技术与现代社会.上海:上海科技教育出版社,1996.102~110
[3] 蔡枢,吴铭磊主编.大学物理.北京:高等教育出版社,1996.93~95

73 双光束干涉原理在煤矿甲烷体积分数监测中的应用

乔晓华　孙玉霞

在煤矿的井下生产中，由于巷道内甲烷与纯净空气体积的百分比（即甲烷体积分数）超过1%后，常引发井下火灾、甲烷爆炸和人员窒息等各种灾难性事故。因此，及时准确地监测井下气体（以下简称为“气样”）的甲烷体积分数变化，对确保煤矿的安全生产是极其重要的。本文根据甲烷和纯净空气对光线有不同的折射率的性质，运用双光束干涉原理来研究相干光分别通过由气样和纯净空气组成的光路后，形成的干涉条纹分布随光路中气样甲烷体积分数变化的关系。以便用干涉条纹分布的变化来监测气样甲烷体积分数的变化。

为便于定量研究气样的甲烷浓度随其折射率变化的关系，根据双光束干涉原理设计下述实验，光路如图73－1所示，其中S为狭缝光源，经L_1透射后成为平行光，照射到与S平行的双缝S_1、S_2上，由S_1、S_2分离出两束相干光，再让它们分别通过长度相等的两个气室T_1和T_2后，由透镜L_2将两束相干光汇聚于焦平面P上，在此形成平行于狭缝的干涉条纹。若两气室充入同种气体，如纯净空气，则两束光到达O处的光程差为零，所以在O处形成零级明纹。若将气室T_1充入纯甲烷气体，其折射率用n表示；气室T_2内仍充入纯净空气，其折射率用n_0表示。则两束光在O处相遇时光程差δ为

$$\delta = nL - n_0L \qquad (1)$$

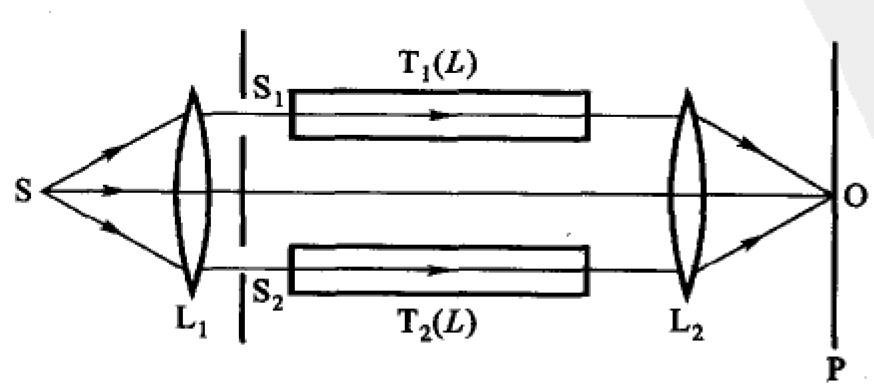


图73－1

相应在 O 处产生干涉条纹的级次 k 为

$$k = \frac{(n - n_0)L}{\lambda_0} \tag{2}$$

式中，L 为气室的长度，λ_0 为光在真空中的波长。

若将气室 T_1 中充入甲烷体积分数为 $x\%$ 的气样，其折射率用 n'表示，则 n' 与 n 和 n_0 有如下关系

$$n' = n \cdot \frac{x}{100} + n_0 \cdot \frac{100 - x}{100} \tag{3}$$

又气样折射率 n'与纯净空气的折射率 n_0 之差

$$n' - n_0 = (n - n_0) \cdot \frac{x}{100} \tag{4}$$

若气室 T_2 内仍为纯净空气，则两束光分别通过气室 T_1 和 T_2 后在 O 处相遇时的光程差 δ'

$$\delta' = n'L - n_0L \tag{5}$$

将式(4)与式(5)比较得

$$\delta' = \frac{x}{100}(n - n_0)L \tag{6}$$

所以，相干光通过气室 T_1、T_2 后，在 O 处产生干涉明纹的级次 k 与气室 T_1 内气样的甲烷体积分数 $x\%$ 之间的关系为

$$x = 100 \times \frac{k\ \lambda_0}{(n - n_0)L} \tag{7}$$

若取视觉最敏感的黄光为光源，$\lambda_0 = 589$ nm，气室的长度取 $L = 42.37$ cm，且已知纯净空气的折射率 $n_0 = 1.000\ 272$，纯甲烷气体的折射率 $n = 1.000\ 411$。把上述数据代入式(7)得甲烷浓度为

$$x = 1.000\ 1k \tag{8}$$

式(8)表明，O 处干涉条纹的级次 k 与气室 T_1 内气样的甲烷体积分数 $x\%$ 有简单对应关系。当 $k = 1$。即 O 处是第一级明纹时，对应气样的甲烷体积分数为 1.000 1%，依次可由 k 值根据式(8)确定气样的甲烷体积分数。为便于获取 O 处干涉明纹的级次 k，可在 O 处放置一读数显微镜，让气室 T_1、T_2 内同为纯净空气时的零级明纹在读数显微镜视场的中心 O 处，则 T_1 气室充入气样后零级明纹偏离读数显微镜视场中心的级数，即为 O 处干涉明纹的级次 k，气室 T_1 内气样的甲烷体积分数亦可表示为 1.000 1k%。

当然，影响气样折射率的因素除了气样的甲烷体积分数外，还有气样的温度和压强两个重要的因素。不过，可以设法使气室 T_1 中的气样与气室 T_2 中的纯净空气具有相同的温度和压强，从而消除气样在不同温度和压强下，其折射率变化对 O 处干涉条纹级次的影响，以保证准确地监测气样甲烷体积分数的

变化。

参 考 文 献

[1]　北京分析仪器厂. H7－2307 型气相色谱仪说明书

[2]　阳泉矿务局，辽宁煤炭研究所等合编. 煤矿抽放瓦斯. 北京:煤炭工业出版社，1977

PDG

74 高精度激光陀螺的物理基础

郭留河　冯冬梅　刘永辉　毕亚军

惯性技术是惯性敏感器、惯性稳定、惯性导航、惯性制导和惯性测量与技术的统称，是一项涉及多学科的高新技术，是现代武器系统中一项基本支撑技术。陀螺作为一种惯性测量装置又是惯性技术的关键部件。早在1852年，付科就将高速旋转的刚体称为陀螺，而现在人们一般把能够测量相对惯性空间的角速度和角位移的装置称为陀螺。传统的陀螺，无论是早期的滚珠轴承陀螺，还是后来发展起来的液浮陀螺、静电陀螺，都离不开高速旋转的机械转子。由于高速转子容易产生质量不平衡、容易受到加速度的影响，而且需要一段预热时间转速才能达到稳定等问题，使用起来很不方便，因此研制没有高速转子的陀螺一直是人们极为关心的问题。1960年，激光器的问世，使人们制造无转子陀螺的多年愿望成为可能，1966年研制成功可能实用的激光陀螺。激光陀螺是以双向行波激光器为核心的物理（量子）光学仪表，依靠环形行波激光振荡器对惯性角速度、角位移进行感测。自从1975年激光陀螺在战术飞机上试飞成功后，各国都开始竞相发展激光陀螺，从而使激光陀螺迅速进入实用阶段。到20世纪80年代，激光陀螺已成功地用于飞机和地面车辆导航、舰炮稳定等，开始取代机械陀螺，并进行了用于导弹、运载火箭等的更高精度的试验。现在激光陀螺已经成为一个市场潜力巨大的高新技术产业。

一　激光陀螺的基本工作原理

严格地讲，分析激光陀螺的工作原理要用到广义相对论，应用惯性坐标系到非惯性坐标系的度规变换，从旋转坐标系与静止坐标系之间的同时性出发才能说得清楚。鉴于实际涉及的线速度远远小于光速 c。作为足够精度的近似，仍然可以从普通物理的角度谈起。

首先考虑一个假想实验。在该实验中，我们能以某种方法使两束单色光在半径为 R 的圆环上分别沿顺时针和逆时针方向传播，如图 74 – 1(a)所示。这两

束光沿圆环传播一周所用的时间都是

$$t=\frac{2\pi R}{c} \tag{1}$$

若环路所在的平面以角速度 Ω 旋转(假设 $\Omega R \ll c$)如图 74－1(b)所示。圆环上的某点 A 将以速度 $v=\Omega R$ 运动。由于光速相对于惯性空间坐标系不变,所以沿逆时针(旋转方向)所用的时间 t_+ 和沿顺时针方向所用的时间 t_- 分别为

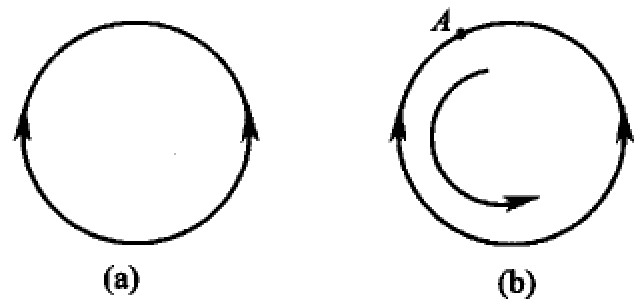


图 74－1

$$t_+=\frac{2\pi R}{c-\Omega R} \tag{2}$$

$$t_-=\frac{2\pi R}{c+\Omega R} \tag{3}$$

相对于位于环上某点的观察者来说,两束光传播一周所产生的光程差

$$\Delta L=c(t_+-t_-)=2\pi Rc\left(\frac{1}{c-\Omega R}-\frac{1}{c+\Omega R}\right)$$
$$=2\pi Rc\frac{2\Omega R}{c^2-\Omega^2R^2}\approx\frac{4\pi R^2\Omega}{c} \tag{4}$$

对应的相位差为

$$\Delta\psi=2\pi\frac{\Delta L}{\lambda}=\frac{8\pi^2R^2\Omega}{c\lambda}=\frac{8\pi A\Omega}{c\lambda} \tag{5}$$

式中 $A=\pi R^2$ 是环路所包围的面积。实际上[1](5)式对任意形状的闭合环路都是成立的。作为一种能实现的方式,可以采用图 74－2 所示的三镜方案。对于这种方案,根据式(5),只要测出两束分别沿顺时针和逆时针方向传播的光之间的相位差,就可求出环路相对于惯性系的旋转角速度 Ω。在图 74－2 所示的三镜谐振腔中放置一个增益单元(激活介质,He－Ne)以形成一个环形激光器(如图 74－3 所示)。此时,两束反方向传播的光将由增益单元产生。与普通激光器一样,环形谐振腔也必须满足"环路总长度 L 必须等于波长的 m(m 是正整数)倍"的条件。所产生的激光的频率为

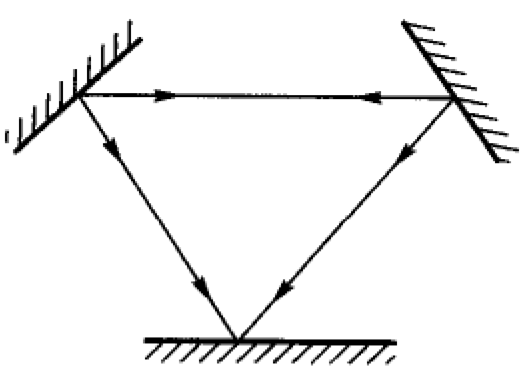


图 74－2

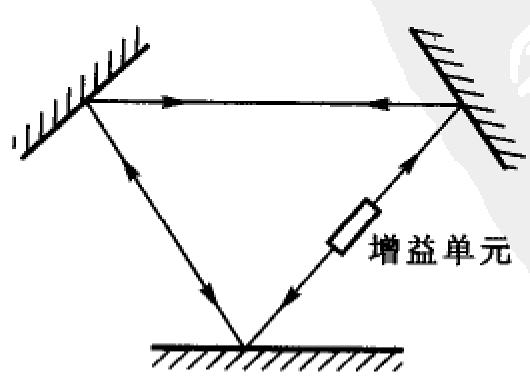


图 74－3

$$\nu=\frac{mc}{L} \tag{6}$$

如果 L 有一个微小的变化 ΔL，ν 也将随着变化[2]。

$$\Delta\nu=\frac{\nu\Delta L}{L}=\frac{c\Delta L}{\lambda L} \tag{7}$$

$$\Delta\nu=\frac{c}{\lambda L}\left(\frac{\lambda}{2\pi}\Delta\psi\right)=\frac{c}{2\pi L}\left(\frac{8\pi A\Omega}{c\lambda}\right)=\frac{4A\Omega}{\lambda L} \tag{8}$$

$$\Omega=\frac{\lambda L}{4A}\Delta\nu \tag{9}$$

可见，只要测出两束光的频率差，就可测出环路的旋转角速度。

在图 74－3 所示的环形激光器中，用一半透反射镜代替某一个全反镜（图 74－4），即可将两束沿相反方向传播的光分别引出，用于涉法测出频率，从而测出频差，这是很容易做到的。

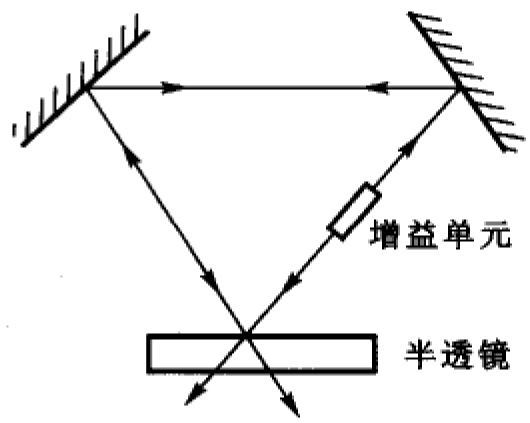


图 74－4

将(9)式两边对时间 t 积分[3]，等式的左边为：

$$\int_0^t \Omega \mathrm{d}t=\int_0^\theta \frac{\mathrm{d}\theta}{\mathrm{d}t}\mathrm{d}t=\theta$$

右边为：

$$\frac{\lambda L}{4A}\int_0^t \Delta\nu \mathrm{d}t=\frac{\lambda L}{4A}N$$

式中 N 是在 $0\rightarrow t$ 时间内两束沿相反方向传播的光的拍振荡次数，于是有

$$\theta=\frac{\lambda L}{4A}N$$

用仪器测出 N 值，也就知道了环路在该时间内转过的角度。以上就是激光陀螺的基本工作原理。

二　高精度激光陀螺的基本方案

1．普通激光陀螺存在的问题

(8)式和(9)式都是在理想条件下导出的。实际上，由于多种原因导致激光陀螺对角速度的感测有一个下限 Ω_L，即当 $|\Omega|\leqslant\Omega_L$ 时，$\Delta\nu=0$ 无输出（如图74－5）。Ω_L 称为闭锁阈值（简称锁区），其值通常在每小时几百度到每小时

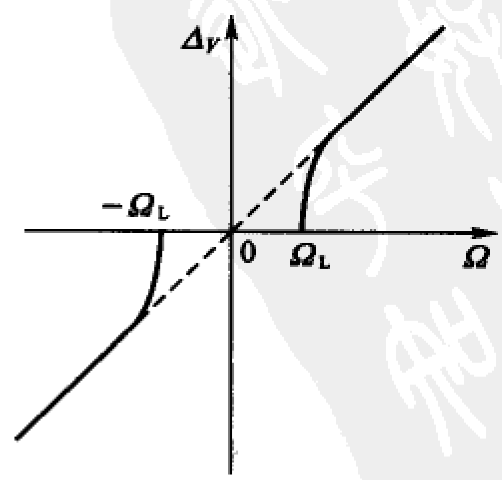


图 74－5

数十度。由于锁区的存在，地球的自转角速度（$15°h^{-1}$）也难以测量。如何消除锁区成了激光陀螺能否实用的第一个关键。为了克服环形激光器导致的固有锁区这一限制测量灵敏度的难题，在发展初期人们采用了机械偏频技术。所谓机械偏频技术，简单地说就是让激光陀螺自身以一定的角速度周期往返地运动。偏频技术虽然解决了闭锁问题，但同时带来了测量精度下降的问题。如何既消除锁区又保证高的测量精度成了高精度激光陀螺发展过程中的一大难题，而这一难题的解决在很大程度上则是依靠了物理学中的三个效应——法拉第效应、纵向塞曼效应和克尔磁光效应。目前，利用法拉第效应提供偏频的左右旋法拉第激光陀螺被认为是能够消除锁区并保证高精度的基本方案。

2．高精度激光陀螺的基本构想

如果能用一个腔体构成两个具有相同偏频 Δb 的激光陀螺，且当有输入转速 Ω 时，两个单陀螺的输出差频分别为

$$\Delta 1=\frac{4A}{\lambda L}\Omega+\Delta b$$

$$\Delta 2=\frac{4A}{\lambda L}\Omega-\Delta b$$

而总的输入差频为

$$\Delta=\Delta 1+\Delta 2=\frac{8A}{\lambda L}\Omega \tag{10}$$

则可以完全消除偏频造成的误差，并获得两倍于单陀螺的灵敏度。

3．法拉第激光陀螺的实现

图 74－6 是利用法拉第效应实现 2 中设想方案的示意图。由光学[4]知，由于石英旋光器的存在，环路中形成了两对圆偏振光。因为线偏振光每绕行一圈偏振方向都要发生变化，叠加以后偏振方向各不相同，所以形不成振模。而石英旋光器（石英晶体）对左右旋圆偏振光只是呈现不同的折射率，并不妨碍它们形成振模。因此，在环路中沿顺逆两方向传播的光将形成左旋和右旋圆偏振光的振模。假设石英旋光器是右旋的，长度为 d，则左右旋圆偏振光在环形腔内运行一周产生的光程差为 $\Delta L=(n_L-n_R)d$，由（7）式知，导致的频率差为 $\nu_R-\nu_L=\frac{c}{\lambda L}(n_L-n_R)d$，选择 d，使 $\Delta L=(n_L-n_R)d=\frac{\lambda}{2}$，则频差等于行波的半个纵模间隔以便在同一腔体内形成两对互不影响的相向行波模

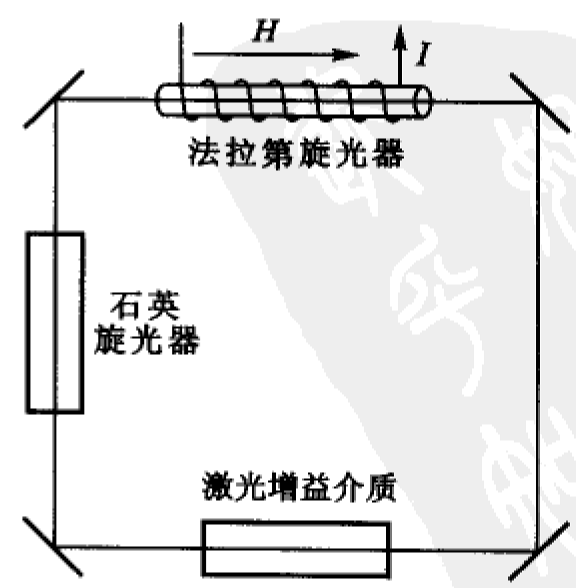


图 74－6

对。这样四个圆偏振光就在同一腔体内形成了两个有固定频差的单陀螺,即由一对沿顺逆方向传播的左旋圆偏振光形成的左旋陀螺(中心频率为 ν_L)和由一对沿顺逆方向传播的右旋圆偏振光形成的右旋陀螺(中心频率为 ν_R)。

石英旋光器使同一腔体构成两个具有固定频差的单陀螺,而法拉第旋光器则为这两个单陀螺提供了大小相同的偏频 Δb。法拉第效应具有这样的特点:只要迎着磁场的方向看去,圆偏振光电矢量是逆时针旋转的,其折射率就是 n^+,而电矢量是顺时针旋转的折射率就是 n^-($n^+ > n^-$)。因此,在图 74-5 所示的环路中,顺时针行进的左旋圆偏振光的折射率就是 n^+,而逆时针行进的左旋圆偏振光的折射就是 n^-;同理,顺时针行进的右旋圆偏振光的折射率就是 n^-,而逆时针行进的右旋圆偏振光的折射率就是 n^+。若法拉第旋光器的有效长度为 D,并规定光程差等于顺时针光程减逆时针光程,则对左旋陀螺 $\Delta L_L = (n^+ - n^-)D$,对右旋陀螺 $\Delta L_R = (n^- - n^+)D = -(n^+ - n^-)D$。由(7)式知,法拉第旋光器产生的频差分别为

$$\Delta\nu_{LB} = \frac{c}{\lambda L}(n^+ - n^-)D = \nu_b$$

$$\Delta\nu_{RB} = -\frac{c}{\lambda L}(n^+ - n^-)D = -\nu_b$$

从而实现了等值偏频。当有输入 Ω 时,两个单陀螺的输出,分别为

$$\Delta\nu_L = \frac{4A}{\lambda L}\Omega + \nu_b$$

$$\Delta\nu_R = \frac{4A}{\lambda L}\Omega - \nu_b$$

总输出 $\Delta\nu_R = \Delta\nu_L + \Delta\nu_R = \dfrac{8A}{\lambda L}\Omega$,从而获得了式(10)的输出。

参考文献

[1] 杨培根,龚智炳. 光电惯性技术. 北京:兵器工业出版社,1999. 23~24;59~75

[2] Peter W. Milonni. LASERS. 1998. 589~594

[3] [俄]B. B. 谢列金等著. 激光陀螺及其应用. 刘迎辉译. 北京:航空工业出版社,1992. 7~10

[4] 赵凯华,钟锡华. 光学. 北京:北京大学出版社,1984. 215~225,309~313

75 增 透 膜

朱思强

在任何一个光学系统中，光总要经过一系列透光面，在每个透光面的表面上，一部分光反射，一部分光折射。设光垂直射在透镜表面上，由菲涅耳反射、折射公式可知，反射率 R（反射光强度与入射光强度之比）可由下式计算

$$R=\left(\frac{1-\frac{n_1}{n_0}}{1+\frac{n_1}{n_0}}\right)^2$$

如光从空气中入射则 $n_0=1$，玻璃折射率 $n_1=1.5$，代入上式得 $R=4\%$，即透镜每个表面约反射 4% 的入射光。对包含许多透光面的光学系统，如国产 DF 照相机的镜头由 6 片透镜组成，除两片透镜胶合的表面外，有 8 个表面与空气交界。按上述计算，透过一个表面的光能是入射光能的 96%，所以透过 8 个表面后的光能是原入射光能的 $(0.96)^8=72\%$，即有 28% 的光能被反射掉。对成像来说，这部分光能便损失了。这不但使底片上像的亮度显著降低，并且有一部分反射光经多次反射后，也杂乱地到达底片，还会降低像的清晰度。又如棱镜望远镜有 12 个透光面，潜望镜有 30 ~ 40 个透光面等，因表面反射而损失的光能就更大，甚至可达到 70% ~ 80%。

如在透光面上镀一层折射率小于基板折射率的透明介质薄膜，使入射光在薄膜上、下两个表面的反射光干涉相消，就可使反射光能减小，透射光能相对增大。这样的膜叫减反射膜或增透膜。

如图 75 - 1 所示，在折射率为 n' 的玻璃上镀一层厚度为 e、折射率为 n 的透明介质薄膜。当波长为 λ 的光垂直入射时，两束反射光的光程差

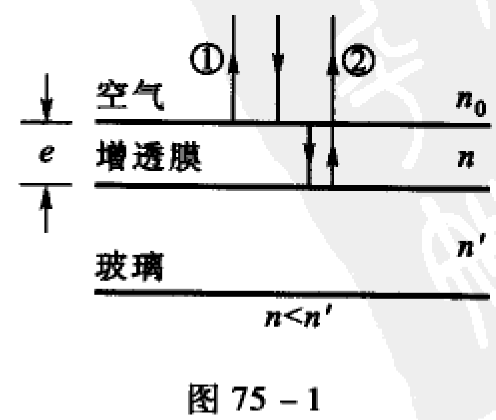


图 75 - 1

$$\delta = 2ne = (2k+1)\frac{\lambda}{2} \qquad k = 0,1,2,\cdots$$

反射光因干涉而互相抵消。上式中 λ 是光在真空（或近似在空气中）的波长。光在媒质中的波长 λ_n 与媒质的折射率 n 有关 $\lambda_n = \frac{\lambda}{n}$。凡是涉及光程差或光学厚度，均已将光在媒质中的波长折算成真空中的波长。

由上式可确定增透膜的光学厚度① ne。应当指出，对不同用途的光学仪器，最敏感的波长 λ_0 是有差别的，例如，目视光学仪器，人眼视觉的最敏感波长 λ_0 为绿光至黄绿光；对照相底片最敏感感光波长 λ_0 为黄绿光。所以，如果用白光入射到这两种涂敷有增透膜的镜头表面上，对波长 λ_0 来说，若 $ne = \frac{\lambda_0}{4}, \frac{3\lambda_0}{4}, \frac{5\lambda_0}{4}, \cdots$，则波长 λ_0 的反射率最小，即透射率（透射光强度与入射光强度之比）最大。这时镜头上的薄膜只是减弱黄绿光的反射，而紫光和红光，因不符合反射干涉减弱的条件，所以有较高的反射。于是，涂敷有增透膜的照相机镜头在日光下呈蓝紫色。实际应用的波长有一定的波长范围，对不同于 λ_0 的波长的光，计算结果表明，光学厚度为 $\lambda_0/4$ 的薄膜，对邻近波长的反射率与最小值差别不大，而光学厚度 $3\lambda_0/4$、$5\lambda_0/4$ 等薄膜，反射率则显著增大。为使其他色光反射也较少，应采用较薄的膜，即光学厚度为 $\lambda_0/4$ 的膜，简称 $\lambda/4$ 膜。

在折射率为 1.52 的玻璃上，镀一层折射率为 1.38 的氟化镁薄膜，单面反射损失可以从 4% 减小到 1.5%。这已可满足一般光学系统减反射的要求。但对复杂的系统来说，反射损失还太高，因而发展多层减反射膜。增加一层膜的实质等于提高基板的折射率，基本类型是光学厚度为 $\frac{\lambda}{4}$、$\frac{\lambda}{2}$、$\frac{\lambda}{4}$ 的三层膜。在整个可见光波长范围内，单面反射损失可进一步减小到 0.5%。但多层膜制造复杂、成本高，所以应根据光学系统的总体要求，选择合适的最经济的减反射膜。如有些中、高级照相机镜头的 12 个镀膜面中，只有 5 个是多层减反射膜，其它都是单层膜。又如普通显微镜都用单层膜，只有高级荧光显微镜（可直接观察切片有无病变）或五人示教显微镜（外科显微手术用）才用多层膜。

镀增透膜常用的物质有氟化镁（MgF_2，$n = 1.38$）和冰晶石（$3NaF \cdot AlF_3$，$n = 1.35$），采用真空蒸发技术镀在玻璃上（其它光学薄膜差不多也都是用真空蒸发技术制造的）。所谓真空蒸发就是在真空条件下（10^{-5} Pa 数量级真空度），加热作膜的材料，使其原子、分子逸出材料表面，然后在基板上凝聚成均匀的薄膜。镀膜的关键是精确控制薄膜的厚度（通常只有十分之几微米），一般只允许

① 在薄膜光学和光学技术手册中，把薄膜的折射率和厚度的乘积称为光学厚度。

2%的误差。

这里介绍一种利用薄膜干涉的原理，监控镀膜厚度的方法。其装置示意如图 75－2 所示。

任一波长为 λ 的光垂直入射到薄膜上，在薄膜上的两束反射光的光程差 $\delta=2ne$、两束透射光的光程差 $\delta'=2ne+\frac{\lambda}{2}$ 二者恰好相差半个波长。如果 $\delta=2ne=(2k+1)\frac{\lambda}{2}$ $k=0,1,2,\cdots$，反射光干涉相消。此时，有 $\delta'=2ne+\frac{\lambda}{2}=(k+1)\lambda$ $k=0,1,2,\cdots$，透射光干涉加强。因此，对白光入射，反射光和透射光是互补色，如图 75－4 所示。例如，对目视光学仪器，人眼视觉对绿至黄绿光最敏感，所以光学元件表面的增透膜应使绿至黄绿光有最大的透射，这样反射光应是绿至黄绿色的互补色即紫红和紫色（图 75－3）。因此，在真空蒸发过程中，只要观察薄膜的干涉色随厚度变化而变化的情况，一旦反射光呈紫红和紫色时，立即停止蒸发。这种方法简便易行，但只适用于单层增透膜。

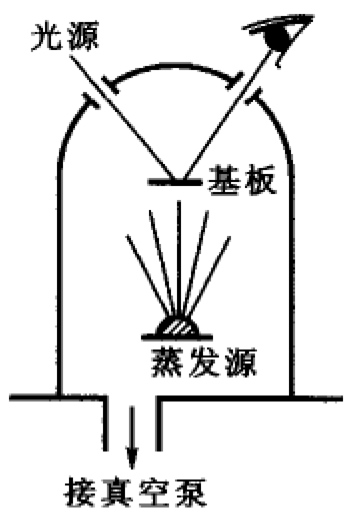


图 75－2

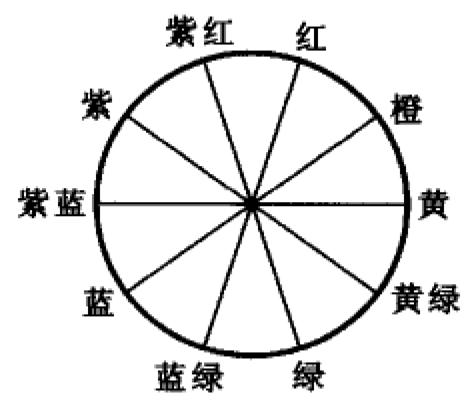


图 75－3

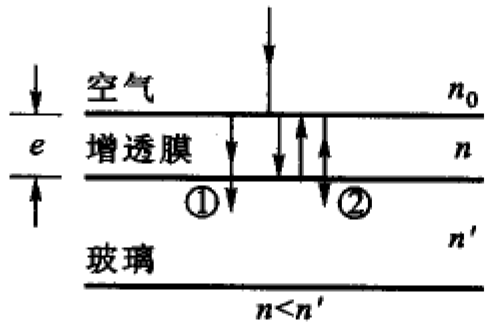


图 75－4

增透膜现已得到广泛应用，几乎所有的光学装置都经过减反射处理。如果说光学设计是光学仪器的第一设计，则薄膜设计（主要是增透膜）是光学仪器的第二设计。由此可见增透膜对光学技术（或光学工程）有突出的贡献和意义。

参考文献

[1] 唐晋发.光学中的固体薄膜.北京:科学出版社,1987

[2] 夏学江.光的干涉及其应用.北京:高等教育出版社,1982

[3] 王之江主编.光学技术手册.北京:机械工业出版社,1987

[4] [美]E.赫克特,A.赞斯著.光学(下册).詹达三,秦克诚,林福成译.北京:高等教育出版社,1980

76 二向色镜在彩色液晶电视中的应用

张雅雯

彩色液晶电视发展极为迅速，目前已成为彩色显像管(CRT)电视中最强劲的竞争对手。

彩色液晶电视的一种典型工作过程是：将红、绿、蓝三基色的光照在三块液晶阵列板的相应点上。由同步控制的液晶开关，根据原彩色画面在该点上的颜色，分别控制这三个相应液晶单元的透光强度，然后将这三份透出来的光混合在一起，得到一个彩色点，依次逐点、逐行顺序控制，即可得整幅彩色图像的再现。

因此，彩色液晶电视的关键之一是如何获得性能优良、可提供一定波长而控制其它波长光的截止滤光片。虽然，有色玻璃或有机、无机液体、晶体等作为吸收型截止滤光片，在目前应用得还较多，但从各方面性能作全面比较，适合于彩色液晶电视的以干涉型薄膜的二向色镜最有发展前途。

二向色镜是指反射光和透射光具有不同颜色的光学薄膜滤光片。最简单的二向色镜是在折射率为 n_g 的光学玻璃基片上，涂敷一层折射率为 n_1 的均匀薄膜，构成单层薄膜二向色镜。二向色镜一般以反射光的颜色命名：如反绿二向色镜是反射绿光而透蓝光，反红蓝二向色镜是反射红、蓝光而透绿光等等。

入射光直射到没有薄膜的玻璃基板上，由菲涅耳反射、折射公式，反射率 R_0 取决于入射空间介质的折射率 n_0 和玻璃折射率 n_g，其值为

$$R_0 = \left(\frac{1 - n_g/n_0}{1 + n_g/n_0}\right)^2$$

若入射空间介质是空气，即 $n_0 = 1$，基板玻璃 $n_g = 1.52$，则得 R_0 仅为4%。若玻璃基板上有单层薄膜，则总反射为薄膜上下两个界面的反射光组合，反射率 R 与薄膜的折射率 n_1 有关，其值为

$$R = \left[\frac{n_0 - n_1^2/n_g}{n_0 + n_1^2/n_g}\right]^2 \tag{1}$$

由上式可见，薄膜的折射率 n_1 愈大，则反射率亦愈大。可是，即使采用高折射率的二氧化钛（$n_1 = 2.45$）作单层薄膜，其 R 值也不超过 35%。

一般的单层薄膜光路如图 76－1 所示。由无穷远处光源发出的平行光线，以入射角 θ_0 射到薄膜上表面。在薄膜表面上任一点 B 处的入射光线①，其出射光为①′。另一点 A 处的入射光线②，经折射后进入薄膜内，再在 C 点反射后到达 B 点，最后折射入原介质，出射光为②′。这两条光线在 B 点的光程差 δ 为

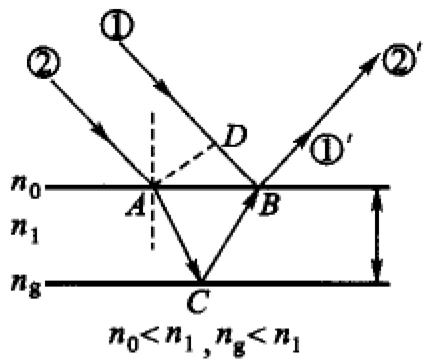


图 76－1

$$\delta = n_1(AC + CB) - \left(n_0 BD - \frac{\lambda}{2}\right) \qquad (2)$$

其中$\frac{\lambda}{2}$为光从光密介质返回光疏介质时产生的半波损失。

根据几何关系和折射定律，经过简单的推导，可得

$$\delta = 2d\sqrt{n_1^2 - n_0^2\sin^2\theta_0} + \frac{\lambda}{2} \qquad (3)$$

当 $\delta = k\lambda, k = 1,2$ 时，干涉加强。

由于入射光与二向色镜倾斜一个角度时会产生两个互相独立的偏振分量，它们的反射量随入射角变动而各自变化。这样会影响彩电的彩色还原，造成彩色失真。因此在彩色电视系统中应尽量减少二向色镜的偏振效应。比较有效的方法是尽可能减少二向色镜的入射光角。

为简单明了，以下皆按垂直入射作近似讨论。当垂直入射时，$\theta_0 = 0$，式(3)为

$$\delta = 2d\sqrt{n_1^2 - n_0^2\sin^2\theta_0} + \frac{\lambda}{2} = 2n_1 d + \frac{\lambda}{2} = k\lambda$$

$k = 1,2,\cdots$时，反射加强。从上式可以看出，当 $d = \frac{\lambda}{4n_1}, \frac{3\lambda}{4n_1}, \frac{5\lambda}{4n_1}, \cdots$时，亦即其薄膜光学厚度 $n_1 d = \frac{\lambda}{4}, \frac{3\lambda}{4}, \frac{5\lambda}{4}, \cdots$时，反射加强。

以上分析了单层薄膜反射加强的条件，然而，由于单层薄膜二向色镜的反射率仍不能满足彩色液晶电视的要求。为提高反射率，采用高、低折射率两种材料周期交替安置，且每层薄膜光学厚度均为$\frac{\lambda_0}{4}$，如图 76－2 所示。图中 H 表示高折射率材料，L 表示低折射率材料。

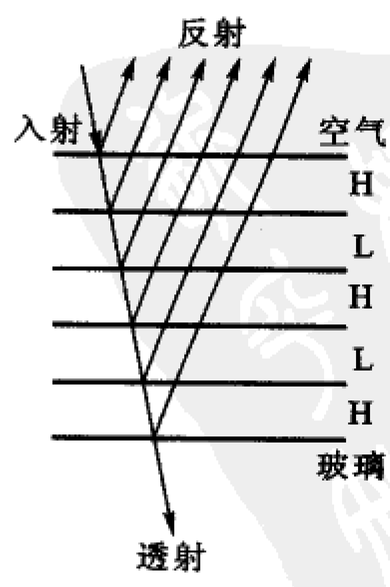


图 76－2

在高折射率 n_H 薄膜下界面，反射光没有半波损失，而在低折射率 n_L 薄膜下界面，反射光有半波

损失。两种反射光在出射表面处相位一致，有效反射率可达很高。

当介质膜系两边最外层皆为高折射率薄膜且总层数为 $2s+1$ 时

$$R=\left[\frac{1-\left(\frac{n_H}{n_L}\right)^{2s}\left(\frac{n_H^2}{n_g}\right)}{1+\left(\frac{n_H}{n_L}\right)^{2s}\left(\frac{n_H^2}{n_g}\right)}\right]^2$$

可见，$\frac{n_H}{n_L}$的比值愈大、层数愈多则反射率愈高。理论上可无限地接近 100%。但是，由于光束在薄膜中有吸收和散射，层数太多会引起透射带内波纹数大为增加，严重影响彩色系统中二向色镜的分色效率和性能。

多层膜系时，二向色镜的基本结构是周期的 1/4 波堆$\left(\text{指各层薄膜的光学厚度均为 } \lambda/4\right)$，表示为：空气｜HLHL…HLH｜玻璃。在有限波长区域内有高的反射率带，在反射带两侧是透射带，如图 76－3 所示。

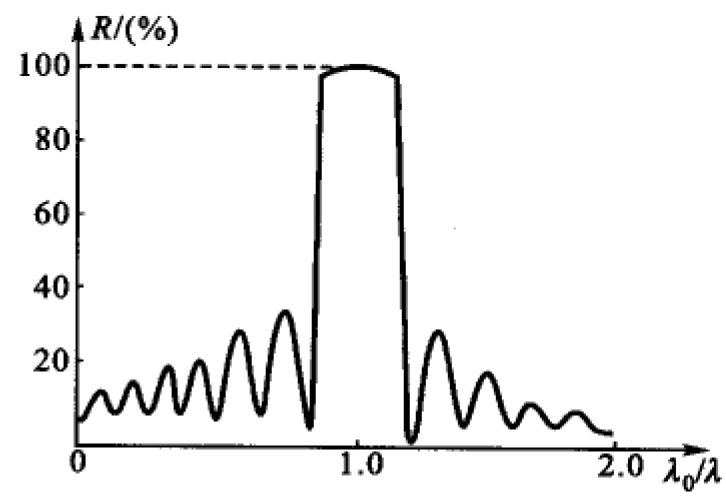


图 76－3

为了减少长波侧透射区内波纹，可将最外侧两层高折射率薄膜光学厚度由 $\lambda_0/4$ 改为 $\lambda_0/8$。这种二向色镜表示为：空气$\left|\frac{H}{2}LHL\cdots HL\frac{H}{2}\right|$玻璃。同样，为了减少短波侧波纹，在最外层再加一层低折射率薄膜，其光学厚度为 $\lambda_0/8$。这时二向色镜表示为：空气$\left|\frac{L}{2}HLH\cdots LH\frac{L}{2}\right|$玻璃。

根据对称周期等效理论，这些复杂结构都可以等效为一个单层薄膜，这样对称周期膜系的设计变得甚为方便。如考虑其它因素，具体结构还可作一些改变。如一个反绿透红膜系二向色镜为玻璃$\left|HL\left(\frac{L}{2}H\frac{L}{2}\right)^7\right|$空气。其中，$n_H=2.35$，$n_L=n_g=1.52$，$n_0=1.0$，得 $\lambda_0=612$ nm，有较好效果。

有了这类二向色镜，就可以得到较为满意的彩色液晶电视的分色系统。

早期采用的平板分色系统结构示意图如图 76－4 所示。它是由反红、反蓝二个多层薄膜系敷在二个平板玻璃板上构成的二向色镜与二个反射镜一起组成分色系统。白光经透镜成平行光射到与它成一定角度放置的反红透蓝绿二向色镜上，红光反射后经反射镜转向，得到分立的红光。透过的蓝绿光射在反蓝透绿二向色镜上，蓝光经反射镜转向得到分立的蓝光。这样，反射的红光、蓝光与透射的绿光组成了分立的三个单色光，满足了分色的要求。

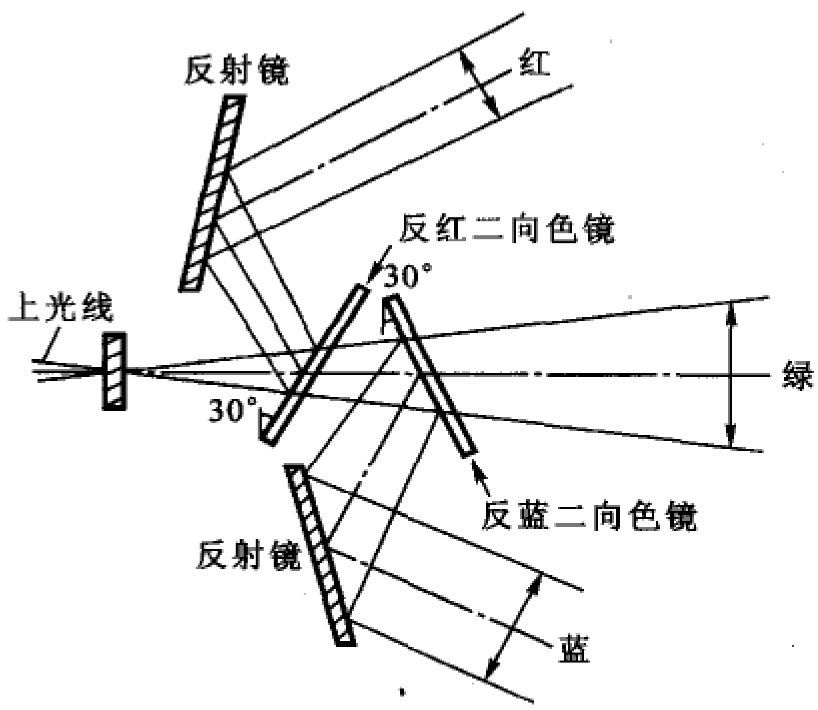


图 76－4

近期改进的棱镜分色系统结构示意图如图 76－5 所示。图中 A 面是一个反蓝二向色镜，从 A 面反射的蓝光，又在 B 面（玻璃－空气界面）全反射，最后通过修饰滤光片，得到理想的单色蓝光。E 面是一个反红二向色镜，红光从 E 面反射后，在 D 面（玻璃－空气界面）全反射，D 面上往往还敷有对蓝光、绿光的衰减薄膜，则由 D 面反射的红光质量进一步提高，通过修饰滤光片可得到理想的

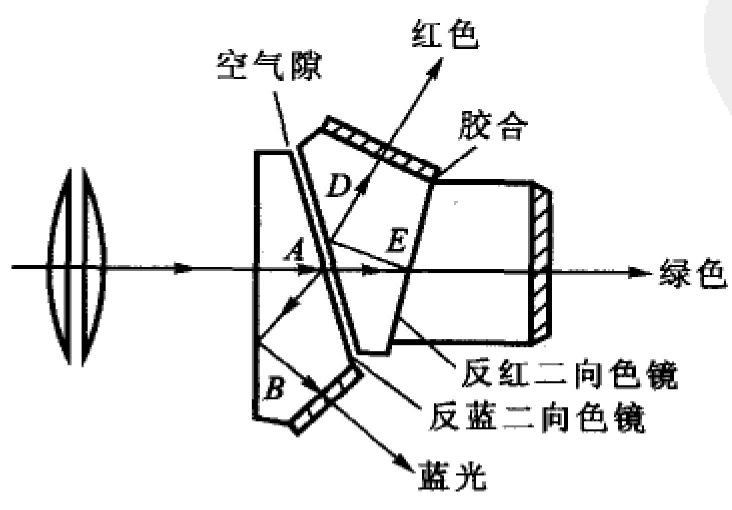


图 76－5

单色红光。由于第二棱镜和第三棱镜间为胶合。因此,绿光透过反红二向色镜后直接进入第三棱镜,最后同样经过修饰滤光片而得到绿光。这样,将多层薄膜封闭在玻璃棱镜系统中,使光线入射到多层薄膜有较小的入射角以减小偏振效应,而且分色光是在棱镜中传播处理,从而避免了引入像差,得到较好的分色效果,使二向色镜在彩色液晶电视中应用更趋完善。

参考文献

[1] 林永昌编. 光学薄膜原理. 北京:国防工业出版社
[2] 显示技术与显示器件. 北京:人民邮电出版社

77 激光干涉仪

王肇庆　苏惠惠

干涉仪是根据光的干涉原理制成的精密仪器之一。在迈克耳孙干涉仪的基础上作各种改进,便可设计成各种干涉仪。其中,激光干涉仪在当前应用很广泛。

一　激光干涉仪的基本构造

激光干涉仪的基本构造如图 77－1 所示。其中 G 为半透明的玻璃片,S 为激光光源。M_1 和 M_2 为两平面镜(M_1 固定,M_2 可调)。由于激光的相干性好,单色性好,故激光干涉仪无需像迈克耳孙干涉仪那样使用补偿玻璃片。此外,由于激光的方向性好,亮度高,故可采用光电计数器实现条纹计数的自动化测量。

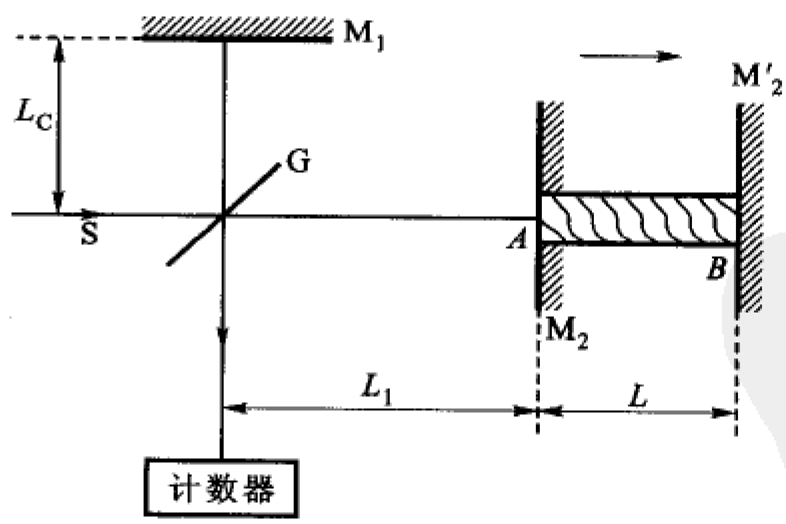


图 77－1　激光干涉仪测长示意图

二　激光干涉仪测微小长度的方法

设待测物为 AB,其长度为 L。测量方法如下:

1. 将待测物 AB 垂直于平面镜 M_2 放置,且让动镜 M_2 位于待测物 AB 的一

端 A，如图 77－1 所示。设这时 G 到 M_2 的臂长为 L_1，G 到 M_1 的臂长为 L_C，则由 M_2 及 M_1 反射的两束相干光的光程差为

$$\delta_1 = 2(L_1 - L_C + d)$$

式中，d 为被 M_1 反射的光传过 G 造成的附加光程差。

若调节 M_2（即调节待测物 AB 所放的位置来改变 L_1），使光程差满足

$$\delta_1 = 2(L_1 - L_C + d) = m_1\lambda = m_1\frac{\lambda_0}{n}$$

式中，m_1 为整数，λ 和 λ_0 分别为光在空气和真空中的波长，n 为空气的折射率，那么，由上式可得

$$m_1 = \frac{2n(L_1 - L_C + d)}{\lambda_0} \tag{1}$$

2. 待测物 AB 固定不动，再调节动镜 M_2，使其移过被测长度 L 后，位于待测物 AB 的另一端 B（如图 77－1 中 M'_2 的位置）。设这时 G 到 M'_2 的臂长为 L_2，显然有

$$L_2 = L_1 - L$$

若 G 到 M_1 的臂长仍为 L_C，这时分别被 M_2 及 M_1 反射的两束相干光的光程差为

$$\delta_2 = 2(L_2 - L_C + d) = 2(L_1 + L - L_C + d)$$

若光程差满足

$$\delta_2 = m_2\lambda = m_2\lambda_0/n \tag{2}$$

可得

$$m_2 = \frac{2n(L_1 + L - L_C + d)}{\lambda_0} = m_1 + \frac{2nL}{\lambda_0} \tag{3}$$

若测量开始时调节计数器，使它对 m_1 显示读数为零，则 m_2 便是待测长度 L 的显示读数。即当 $m_1=0$ 时，有

$$m_2 = \frac{2nL}{\lambda_0} \tag{4}$$

由读数 m_2 可算出 L；若事先计算好 m_2 与 L 对应数值的表格，则由 m_2 的读数可直接查表求出待测物 AB 的长度 L。

若 M_2 调到待测物体的 B 端时，光程差并不满足式(2)，这时读数 m_2 仍可代入式(4)计算长度 L，但可能引起的 L 的最大误差为一个波长（λ_0）。

三　激光干涉仪的进一步改进

1. 用直角三棱镜代替平面镜 M_1 及 M_2

用一对截面为等边直角三角形的棱镜代替原结构中的平面反射镜 M_1 和 M_2，如图 77－2 所示。这样做的好处是：① 使入射光束与反射光束分开，避免

了反射光的干扰,使反射光束不反馈入激光器,以保证输出的激光频率和强度的稳定性。② 若直角三棱镜有微小的转动,由反射定律可知,反射光束的传播方向不受影响。这样便降低了对可动棱镜运动导轨的机械精度的要求。

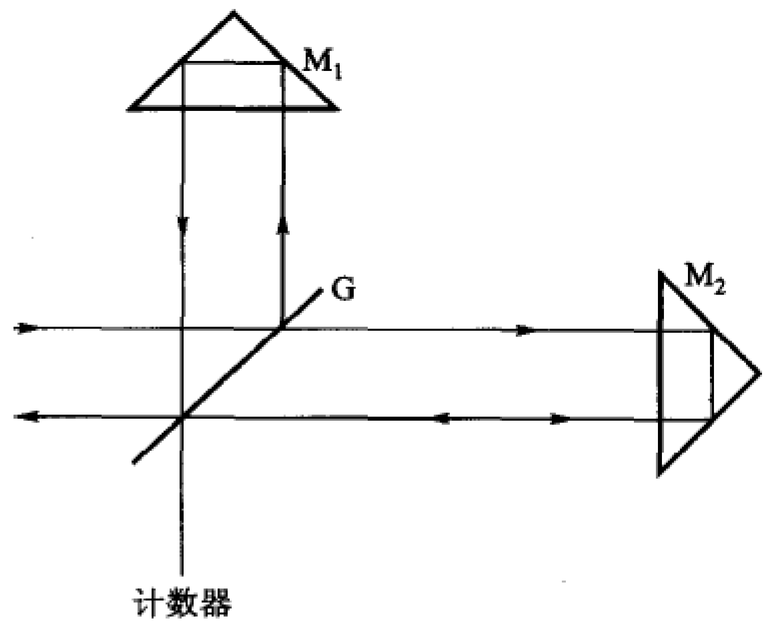


图 77－2

2. 在激光管的输出端加上光学隔离器,以阻挡反射光反馈回激光器,保证激光的稳定输出。

光学隔离器的构造为一个尼科耳棱镜及一块 1/4 波片互相平行放置,如图 77－3 所示。从激光管输出的光经尼科耳棱镜起偏,再经过1/4波片(波片的光轴与尼科耳棱镜主截面成 45°角)便成为圆偏振光。若这束圆偏振光经平面镜 M 反射再回到光学隔离器,通过 1/4 波片后成为偏振方向与尼科耳棱镜主截面相互垂直的线偏振光(来回两次通过 1/4 波片相当于通过一次半波片,亦即相当于使线偏振光的偏振方向转动 $\pi/2$)。因此,这束反射光不能再次经过尼科耳棱镜重新进入激光管。这样光学隔离器便阻挡了反射光,保证了激光管有稳定的输出。

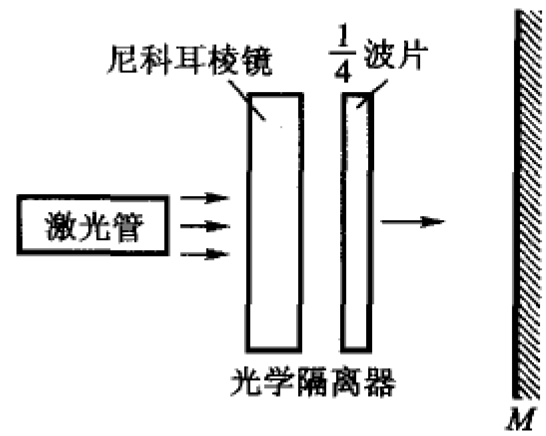


图 77－3

以上介绍的是一般的激光干涉仪。为了某些特殊的用途,还可以做各种改进。这里不再赘述。

参 考 文 献

[1] 许世文主编. 计量光学. 哈尔滨:哈尔滨工业大学出版社,1988

78 半波带及其应用

朱益清　朱　拓

菲涅尔半波带法是分析光的衍射的一种简便、直观的方法，根据半波带理论制作的波带片有着类似于透镜的会聚、发散以及成像作用。如今，这一特殊的成像元件已在许多方面得到实际应用。

一　波带片的成像原理

利用半波带法讨论圆孔在轴上某点 P 的衍射光强时，可以用一些同心圆把圆孔分成若干个半波带，由于奇数半波带和偶数半波带在该点产生的光振动相位相差 π，使得叠加后光强减小。不难想到，如果将所有奇数（或偶数）半波带全部挡住，而仅让所有的偶数（或奇数）半波带通光，则观察点的光强将大大增强。这种挡住奇数（或偶数）半波带的特殊光阑称为波带片。它与普通透镜一样，具有成像作用，故又称菲涅尔透镜。图 78－1 是一挡住奇数半波带的波带片。

下面说明波带片的成像作用，先考虑平行光照射波带片的情形。如图 78－2所示，设距波带片为 f 处的点 F 有 i 个半波带，但只有其中的奇数带或偶数带能通光。因此点 F 是一个很强的光点，可把它视作无限远处物点的像点，

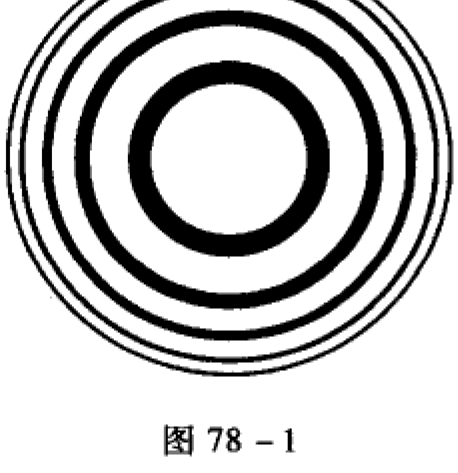


图 78－1

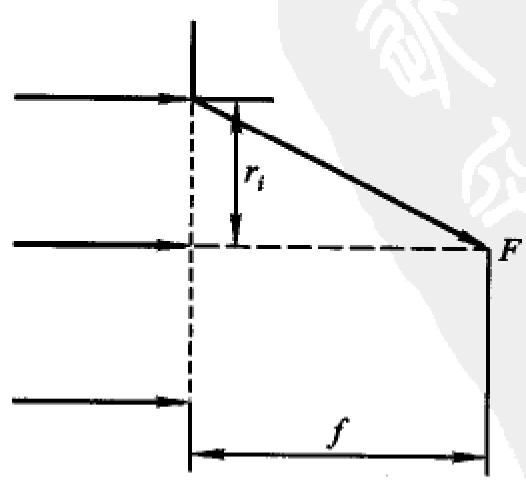


图 78－2

PDG

即焦点，焦点 F 与圆孔中心的距离 f 称为波带片的焦距。设第 i 个半波带外圆半径为 r_i，则有

$$r_i = \sqrt{\left(f + \frac{i\lambda}{2}\right)^2 - f^2} \approx \sqrt{i\lambda f} \tag{1}$$

即焦距

$$f = \frac{r_i^2}{i\lambda} \tag{2}$$

这样的波带片对于轴上的任何物点有类似于普通透镜的成像关系。设图 78－3 中轴上点光源 S 距波带片的距离为 l，显然，此时通过各通光的半波带到达点 F 的子波不再同相，F 点不再是亮点。但总可以在轴上找到一个 S' 点，使得 S 发出的光经波带片的所有通光带到达 S' 都是同相的，从而 S' 形成亮点。因此 S' 就是 S 的像点。S' 应满足的条件是

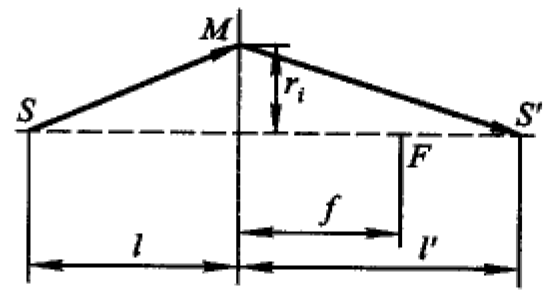


图 78－3

$$SM + MS' - SS' = i\frac{\lambda}{2} \tag{3}$$

M 是波带片上第 i 个半波带的外边点，由图 78－3，可见

$$SM = \sqrt{l^2 + r_i^2} \approx l\left(1 + \frac{r_i^2}{2l^2}\right)$$

$$MS' = \sqrt{l'^2 + r_i^2} \approx l'\left(1 + \frac{r_i^2}{2l'^2}\right)$$

将上面二式代入式(3)得

$$l\left(1 + \frac{r_i^2}{2l^2}\right) + l'\left(1 + \frac{r_i^2}{2l'^2}\right) - (l + l') = i\frac{\lambda}{2}$$

由于 $r_i^2 = i\lambda f$，由上式得出

$$\frac{1}{l} + \frac{1}{l'} = \frac{1}{f} \tag{4}$$

上式表明波带片的物距 l、像距 l' 和焦距 f 三者的关系与普通透镜的成像公式完全一样。

波带片与普通透镜有一个显著的不同之处，它除了 f 这一个主焦点外，在距波带片 $f/3$，$f/5$，$f/7$，处还有一系列次焦点。这些次焦点的光强比主焦点的光强小得多。此外，在每个实焦点的对称位置上有一个虚焦点。波带片具有多个实、虚焦点表明它产生的衍射场包含许多不同级次的会聚波和发散波。

除了上面所举的圆形波带片,比较常用的还有图78－4所示的方形波带片,它将产生十字线状的衍射像。这些波带片都是振幅型的,它们因为挡住部分入射光而减少了透光强度。如果让波带片的所有半波带都保持透明,但使偶数(或奇数)半波带附加 $\lambda/2$ 的光程,这样就成了相位型波带片,它可以大大增加透射光强。

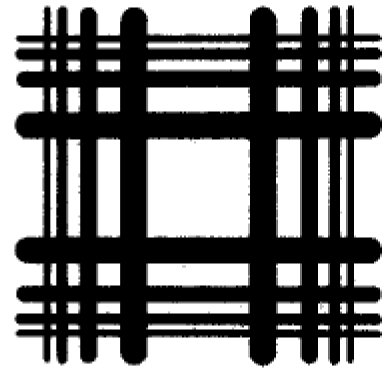


图 78－4

二　波带片的应用

波带片的成像作用为各种波段的电磁波的成像提供了新的途径。因为普通玻璃对红外光、紫外光等不透明,不能制成应用于这些光的成像透镜,为此,根据波带片的成像原理可以做出各种波段的电磁波的成像透镜,例如,将金属环按图 78－1 所示间隔地排列,并支承起来,如此制成的波带片可以成功地解决从微波到 X 射线的成像问题。此外,波带片在某些大口径的聚光照明系统中被普遍采用,如聚光灯、投影仪和放映机的照明系统都可采用位相型波带片替代凸透镜来会聚光线,这样能够大大减少系统的体积和重量。

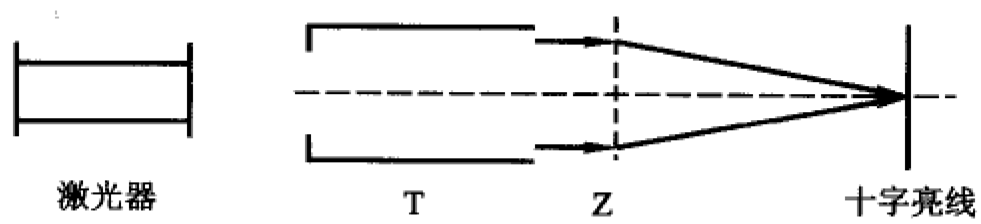


图 78－5　波带片在激光准直仪中的应用

波带片在工程上的一个典型应用例子是其在激光准直仪中的应用,如图 78－5所示。从 He－Ne 激光器发出的激光束通过一倒置的望远镜 T 入射到图 78－4所示的方形波带片 Z 上,并把波带片的中心调到望远镜光轴上。若调节望远镜的焦距,则在光轴的不同位置上出现十字亮线,用标尺或光电检测靶便能很容易测出十字中心点的位置。当连续调节望远镜时,十字线的中心在光轴上连成一条直线,可以把它作为所需的准直线,在几十米或几百米的范围内进行准直调节,精度可达 $10^{-4}\sim10^{-6}$,现在,这种激光准直仪已在筑路、架桥、采矿以及大型设备安装中得到广泛应用。

参 考 文 献

[1]　严英白编. 应用物理光学. 北京:机械工业出版社,1990
[2]　王之江主编. 光学技术手册. 北京:机械工业出版社,1994

79 光的衍射法测细丝直径

苏惠惠　王肇庆

随着科学技术和工业生产的发展，产品出现了小型化、微型化的趋势。对微小尺寸的测量越来越重要，要求测量的精度也越来越高。因此，探索一些新的测量微小线度的方法越来越重要。

目前，有许多直径小于0.1 mm的细丝，如电子器件中的金属细线、光学纤维、游丝等。这些细丝的直径测量若采用接触式机械测量法，即使测力很小也很容易使细丝变形，产生较大的测量误差；若采用非接触式的光学显微镜来测量，则由于光的衍射现象，被测件越细，测量误差就越大。然而，用光的衍射法测量便可达到无接触和高精度的目的。下面着重介绍用激光衍射测量细丝直径的物理原理和方法。

一　激光衍射法测细丝直径的原理

为了使来自普通光源的光通过缝宽为 a 的单狭缝发生夫琅禾费衍射（如图79－1所示），需借助于缝 K 前后的两个凸透镜 L_1 及 L_2，以实现平行光的衍射。

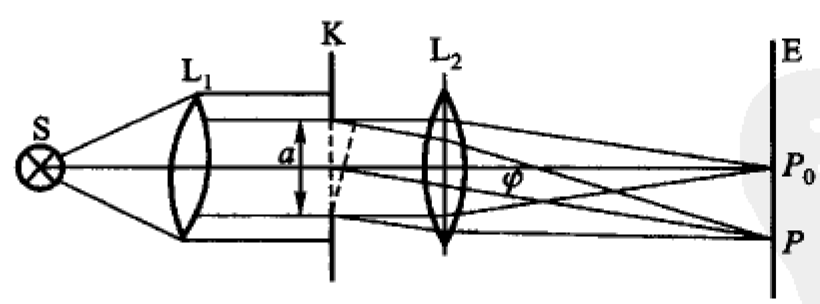


图 79－1　单缝的夫琅禾费衍射

屏幕 E 上出现明条纹及暗条纹的条件为

$$\begin{cases} a\sin\varphi = \pm k\lambda & \text{暗条纹} \\ a\sin\varphi = \pm(2k+1)\dfrac{\lambda}{2} & \text{明条纹} \\ \varphi = 0 & \text{中央明条纹} \end{cases} \tag{1}$$

上式中，$k=1,2,3,\cdots$。并且，级次越高的明条纹亮度越小，而实际上可见的明条纹条数不多。

1. 细丝的夫琅禾费衍射

设图 79-1 中点 P（屏上任一点，但不是中央明纹中心点 P_0）处的光振动振幅为 A_{1P}（光强度为 I_{1P}）。若将图 79-1 中的缝宽为 a 的单缝 K 换成直径为 a 的细丝，则屏上同一点 P 处光振动的振幅为 A_{2P}。显然，障碍物细丝与单缝开口合起来正好为整个平面。根据巴比涅原理有

$$A_{1P}+A_{2P}=A_P$$

式中，A_P 为不放任何障碍物（即既无细丝，又无狭缝）时点 P 的光振动的振幅，亦即相当于缝宽为无穷大时点 P 的振幅。由几何光学可知，这时屏 E 上可以得到光源 S 经透镜 L_1 和 L_2 所形成的实像——只有点 P_0 处为亮点，除此以外诸点的光强均为零，即 $A_P=0$，从上式有

$$A_{2P}=-A_{1P}$$

又由于光强与光振动振幅的平方成正比，因此除屏 E 上点 P_0 以外的各点，它们的光强分布均有

$$I_{2P}=I_{1P}$$

式中，I_{2P}是直径等于缝宽的细线衍射的光强度。这就表明，在点 P_0 以外各点处，直径为 a 的细丝衍射和缝宽为 a 的单缝衍射具有相同的强度分布、相同的图样。

2. 以激光为光源的单缝夫琅禾费衍射

若将上述的细丝衍射光源换成激光光源。由于激光的亮度高，故在屏幕 E 上可见到的衍射明条纹的条数较多；且由于激光的方向性好，可认为激光光源发出的是平行光，故在实验装置中可以不用透镜 L_1，如图 79-2 所示。

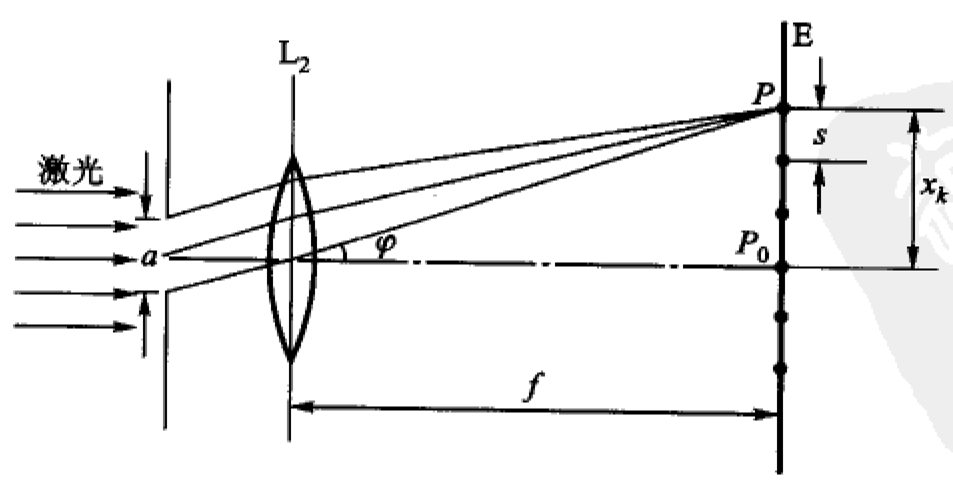


图 79-2 以激光为光源的细丝衍射

若透镜 L_2 的焦距为 f，细丝直径为 a，除零级明纹外其它各级条纹间距为 s，第 k 级明条纹中心到中央明纹中心 P_0 处的距离为 x_k，则由图 79-2 中几何关

系有

$$\sin\varphi = \frac{x_k}{\sqrt{x_k^2 + f^2}} \qquad x_k = \left(k + \frac{1}{2}\right)s$$

后式是由于中央明纹宽度为其它明纹宽度的两倍。将此两式代入式(1)中的明纹条件式，有

$$a = \frac{(2k+1)\frac{\lambda}{2}\sqrt{x_k^2 + f^2}}{x_k} = \frac{\lambda\sqrt{\left(k+\frac{1}{2}\right)^2 s^2 + f^2}}{s}$$

可见，只要已知 f 及 λ，测得 x_k 或 s 便可求得细丝的直径 a。但在实际测量时，此法受焦距 f 的限制使条纹较密，测量困难较大。由于采用激光光源，常将透镜 L_2 也去掉不用，如图 79－3 所示。只要屏 E 与障碍物的距离 l 及障碍物（细丝）的线度 a 相比仍满足 $a \ll l$，这时仍旧是夫琅禾费衍射。

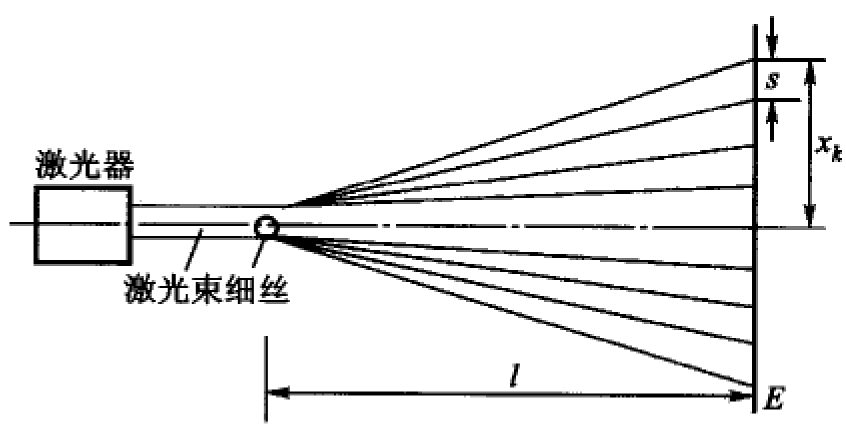


图 79－3 不用透镜的激光细丝衍射

当 φ 角较小时

$$\sin\varphi \simeq \tan\varphi = x_k/l$$

式(1)中明纹条件可写为

$$\frac{a x_k}{l} = (2k+1)\frac{\lambda}{2}$$

从而

$$a = \frac{(2k+1)\frac{\lambda}{2}l}{x_k} = \frac{(2k+1)\lambda l}{2x_k} \tag{2}$$

若条纹间距用 s 表示，由于

$$s = x_{k+1} - x_k = \frac{l\lambda}{2a}[2(k+1)+1-(2k+1)] = \frac{l\lambda}{a}$$

故有

$$a = l\lambda/s \tag{3}$$

从上述讨论可以看出，若可直接测量 x_k，就能由式(2)间接测得细丝直径 a；也可直接测量条纹间距 s，通过式(3)间接测得 a。

二　测量方法

1．直接测量 x_k 的方法

可以用一般的测高装置测量 x_k，用通过测量 x_k 来测得细丝直径的方法灵敏度很高，精确度也很高，故是一种好方法。

用此法还可对正在生产加工过程中的细丝(如漆包线)直径进行监测，即所谓动态测量。把测试装置安装在加工生产线上，用测量结果再控制生产线，使细丝直径实现自动控制，这对目前电子工业中测量大批量的金属细丝具有显著效益。

2．直接测量条纹间距 s 的方法

测量 s 的具体方法很多，常用光电管通过转镜扫描来测量。这种方法是用激光光束照射被测的细丝，产生衍射条纹。让这些条纹通过一个稳速的旋转反射镜，将衍射条纹相继扫描通过狭缝而被放在狭缝后面的光电管所接收，如图79－4所示。当明条纹相继通过光电管时产生相应的脉冲信号，脉冲的间隔便与条纹间距 s 相对应。

这种测量方法的局限性是只能测量较细的丝，一般线径在0.5 mm以下。

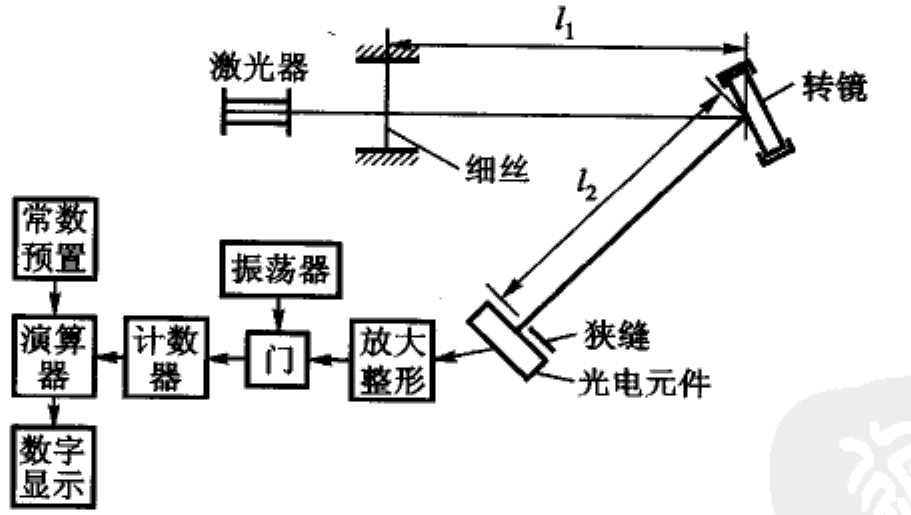


图79－4　条纹间距的测量

参考文献

[1]　黄清渠编．几何量计量．北京：机械工业出版社，1981

[2]　许世文主编．计量光学．哈尔滨：哈尔滨工业大学出版社，1988

80 光的单缝衍射的一些应用

张荣艳

单缝衍射现象自从激光和计算机技术出现以来,在工程技术中得到了广泛的应用。众所周知,利用激光作光源照射单缝时,衍射条纹清晰、明亮、而且观察的衍射级次很高。当用一束激光照射在宽度可调节的狭缝上时,在数米外的接收屏上便可得到如图 80－1 所示的衍射图样。由图可知,激光束在单缝上那个方向受到限制,那么接收屏上的衍射图样就沿该方向扩展,且缝越窄,衍射图样越扩展,衍射现象越强。于是,我们说单缝宽度与接收屏上衍射图样的扩展之间存在着反比关系。这种衍射反比关系,提供了一种特殊的放大原理。当然这不是简单的几何相似放大,而是一种光学变换。我们可以先测量单缝衍射条纹,然后再由衍射反比关系推算单缝的宽度。在工程应用中,单缝实际上是反映了物体的间隔、位移、剖面以及构成温度、折射率等许多物理量的转换器。

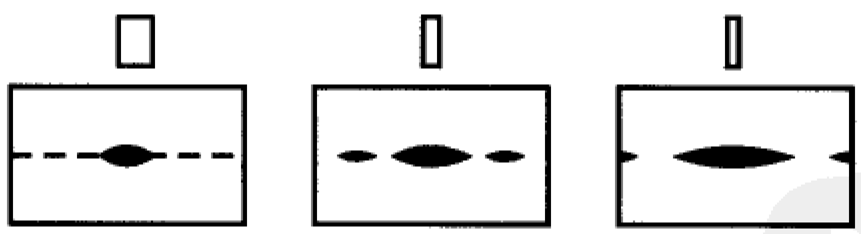


图 80－1

这种测量具有非接触、无损伤、测量精度高等优点,而且还可以连续动态监测、自动控制等。下面分述如下。

一　物体间隔的测量

可以把物体间隔作为一狭缝,让一束激光照射在狭缝上如图 80－2 所示,在距缝 L 处放一接收屏,则在接收屏上将形成衍射图样。

如 a 为物体间隔(即缝宽),当满足 $L \gg a$ 时,按夫琅禾费单缝衍射公式,出

现暗纹的条件是

$$a\sin\theta = k\lambda \quad (k = 1,2,3,\cdots)$$

式中，θ 为衍射角，λ 为激光的波长。当 θ 很小时，若 k 级暗纹位置为 x_k，则

$$\sin\theta \approx \tan\theta = \frac{x_k}{L}$$

可得

$$a = \frac{Lk\lambda}{x_k}$$

这就是做间隔测量时使用的计算公式。

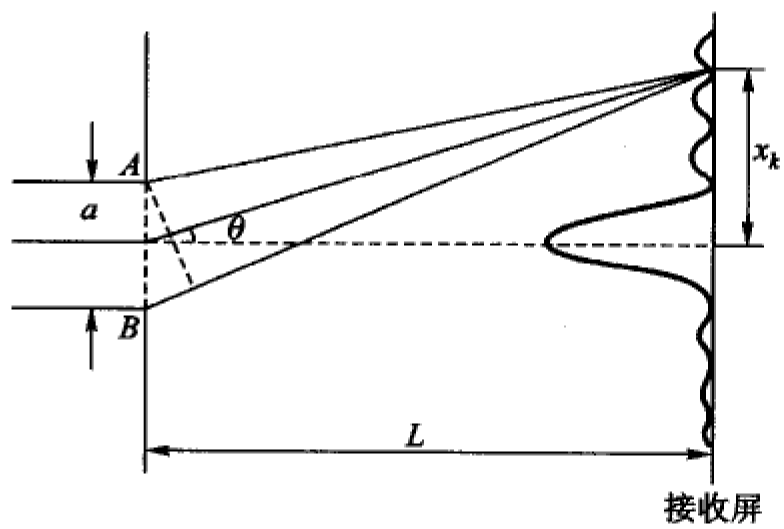


图 80－2

在实际工程应用中，由于测量的要求不同，组成狭缝的形位可能是多种多样的。图 80－3 给出了三种不同形位，其中(a)和(b)中的物体都有棱缘，而(c)中上面物体没有棱缘，为便于测量，就在物体上附加一适当的棱缘。

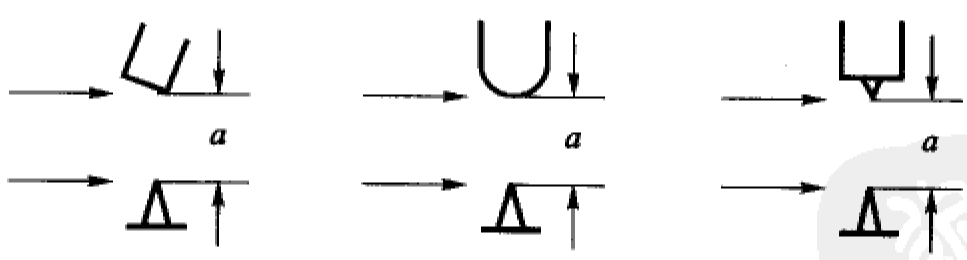


图 80－3

在实际测量中，有时还会遇到两棱缘不在同一平面内的情况，如图 80－4 所示。设两棱缘间距为 z，这时可观察到接收屏上的衍射图样将出现不对称的现象。经运算，点 P_1 和点 P_2 出现暗条纹的条件可由下式表示：

$$a = \frac{k_1 L\lambda}{x_{k1}} - \frac{z x_{k1}}{2L} \qquad a = \frac{k_2 L\lambda}{x_{k2}} + \frac{z x_{k2}}{2L}$$

如果测得 x_{k1}、x_{k2} 代入上式便可计算缝宽 a 及偏离因素 z。

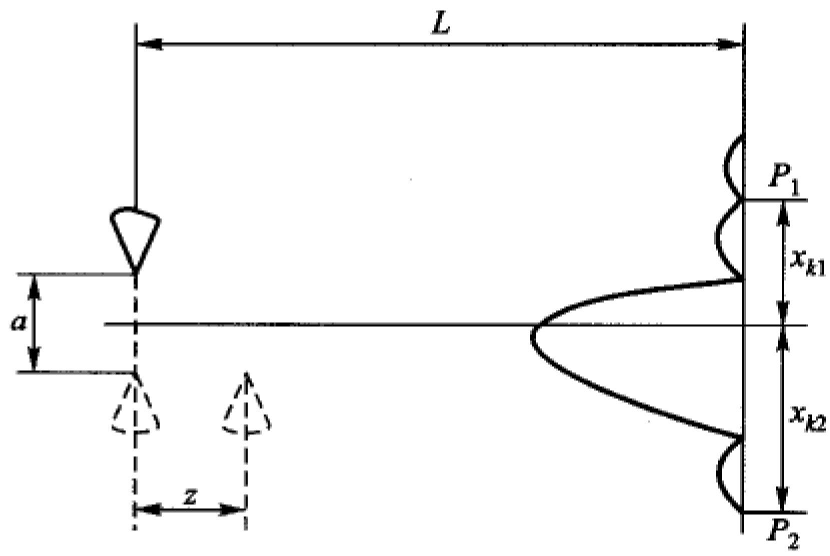


图 80－4

二　物体位移的测量

在这种测量中，物体的位移就是单缝宽度 a 的改变量 Δa。显然，$\Delta a = a' - a$，这里 a，a'是变化前后的单缝缝宽。由前面讨论可知

$$\Delta a = a' - a = \frac{k'L\lambda}{x'_k} - \frac{kL\lambda}{x_k} = L\lambda\left(\frac{k'}{x'_k} - \frac{k}{x_k}\right)$$

三　应变量的测量

应变量的测量在机械、建筑、桥梁等各种工程中广泛被应用，图 80－5 所示为这种测量的示意图。

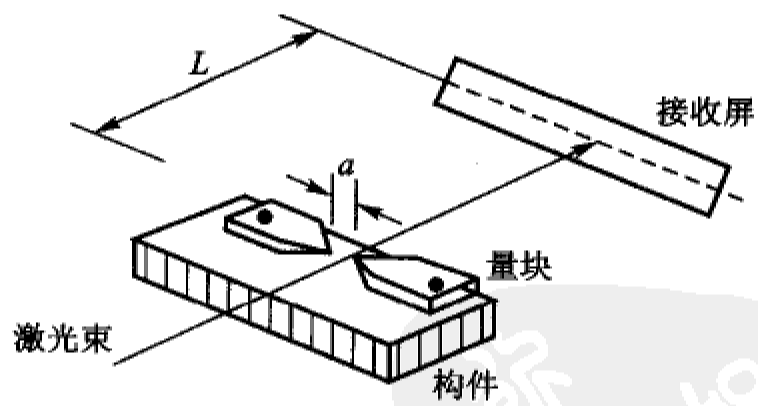


图 80－5

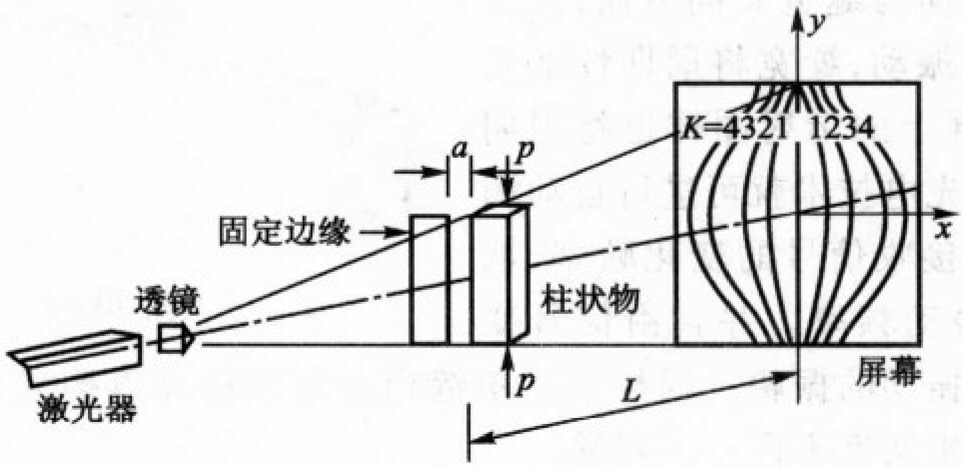
图中量块的远端用销钉或通过焊接固定在被测的构件上，棱缘保持一定间距。当构件加载后，棱缘的间距发生变化，因而屏上衍射条纹发生变化。如以 a 表示量块两棱缘的间距（相当单缝缝宽），Δa 为构件加负载后，棱缘间距的变化量（即缝宽的变化量），X_k 为第 k 级暗纹形变前位置。X'_k 为第 k 级暗纹形变后位置，则应变量 ε 可表示为

$$\varepsilon = \frac{\Delta a}{a} = kL\lambda\frac{1/X'_k - 1/X_k}{a}$$

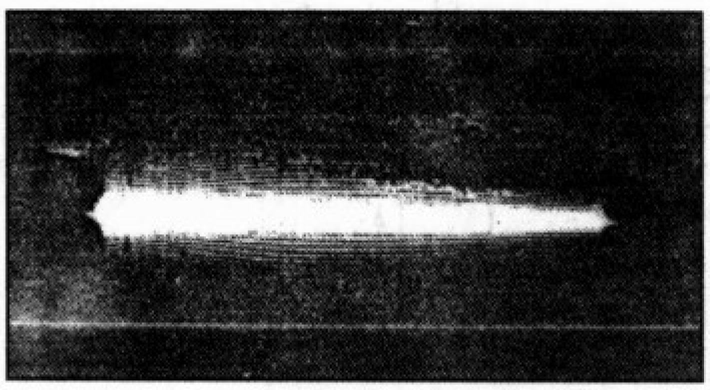
四　全长剖面的测量

单缝衍射不仅限于对物体的某一位置进行测量，还可以对一部件的棱缘全长做剖面测量。只是这时要注意在测量中必须使棱缘全长同时被激光束照亮。

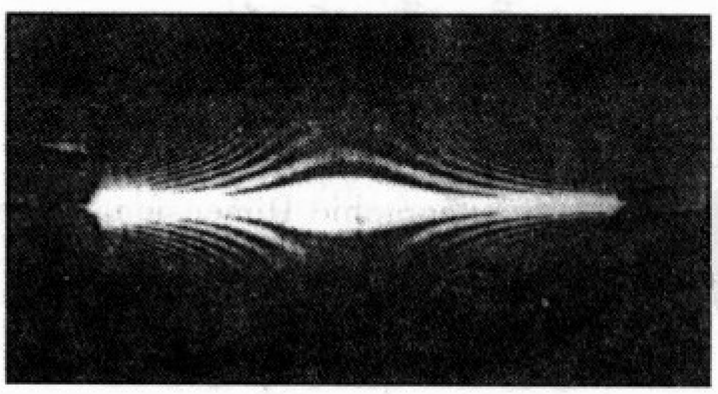
如图 80 - 6(a)所示,在测量中激光束经柱面透镜变成发散光照射在固定物棱缘和待测物棱缘形成的狭缝上,这时可获得描绘待测物剖面情况的两维条纹图像。在柱体没受压力前,衍射条纹是近于平行的直线如图 80 - 6(b)所示,当柱体加荷载后将得到反映柱体形变的弯曲衍射图样如图 80 - 6(c)所示。这种方法不仅用于线状边缘的物体,而且还可用于测量曲率较小的弧形边缘物件。



(a)



(b)



(c)

图 80 - 6

五　作为某些物理量的转换器

单缝衍射还可以构成许多物理量的转换器。例如,重量、温度、折射率、液面和振动等物理量都可以转换成线性位移。因此,可利用单缝衍射现象对它进

行测量。图 80－7 所示为将压力变为直线位移的情况。

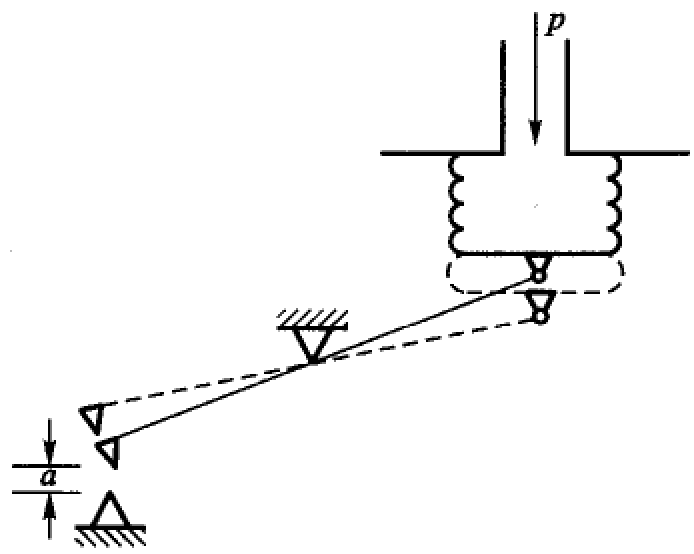


图 80－7

图 80－8 所示为对振动进行测量的情况，让待测振动的对象 A 和一直边相联和另一与振动无关的直边形成单缝 N，并让振动方向与缝宽 a 同方向，此时由于物体 A 的振动，缝宽将周期性地变化，于是接收屏上的衍射图样也将周期性变化。利用光电技术就可进行自动测量。光电元件接收信号的变化频率，就是物体 A 的振动频率。并且由信号变化幅度可算出振动的振幅。同样通过单缝衍射现象还可以构成其它许多物理量的转换器。本文就不再一一列举。

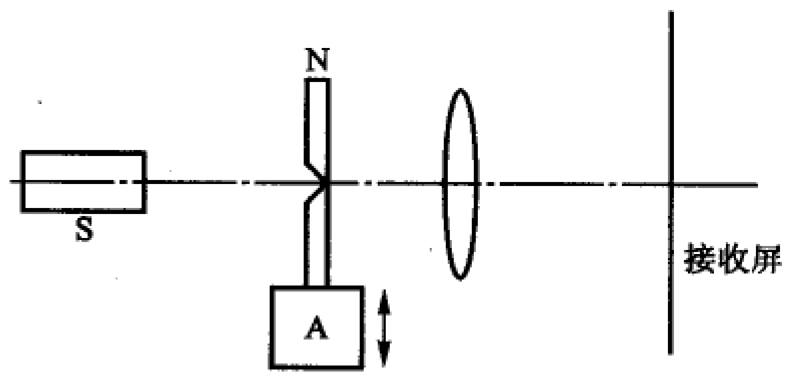


图 80－8

参 考 文 献

［1］　徐家骅．工程光学基础．北京：机械工业出版社，1981

［2］　T. R. Pryor and others. Diffractographic Dimensional Measurement Part 1：Displacement Measurement. APPLIED OPTICS，1972，11(2)

81 光栅的莫尔条纹及光栅的其它应用

房宝致　华贵义

光栅与电子技术、计算机技术相结合，可构成一种用途广泛的光学计量仪器。它具有结构紧凑、操作方便、远距离显示及分辨率高等优点，广泛应用在机械、国防和航天等工业领域内。

一　莫尔条纹

人们很早就发现：叠合在一起的两块薄丝绸，其交错的经纬线在阳光照射下可以产生绚丽的花纹，当上下两层薄丝绸相对移动时，花纹也跟着变化，晃动。另外，当阳光照射在重叠交叉的竹竿篱笆、丝袜、蚊帐或纱巾上面时，都能见到类似的条纹。后来发现光栅也能产生这种条纹，在文献上把这种条纹称作莫尔条纹，有时也称作波纹条纹。

当用单色平行光线照射一片光栅常数为 d 的透射光栅时，在光栅后透镜的焦平面处的屏幕上形成了明暗相间的等距离条纹。若将光栅常数分别为 d 和 d' 的两片透射光栅重叠在一起，并让它们刻线间的夹角为 θ，当用单色平行光照射时，在第二片光栅后面将产生如图81－1所示的莫尔衍射条纹。图中，1，2，3，…代表光栅常数为 d 的透射光栅Ⅰ；1′，2′，3′，…代表光栅常数为 d' 的透射光栅Ⅱ；M_{31}，M_{32}，M_{33}，…所示的粗线就是莫尔衍射条纹，条纹的间隔距离用 m 表示。

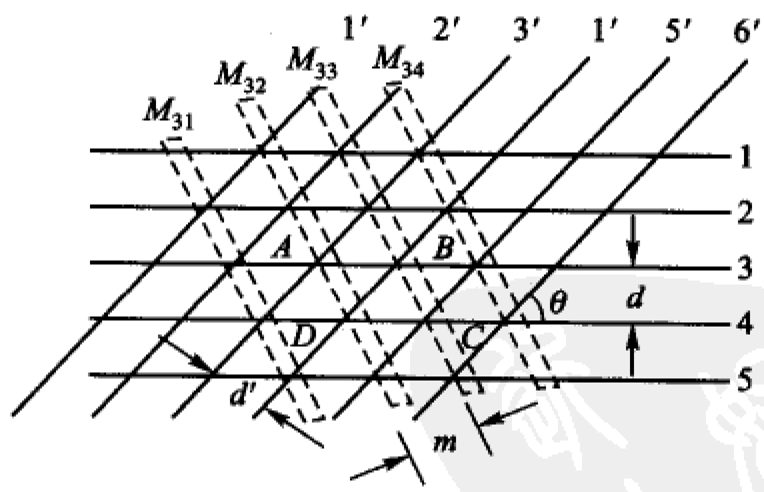


图 81－1　莫尔条纹

从图中看出，平行四边形 $A\ B\ C\ D$ 的面积为

$$A_{\square} = AD\ m = DC\ d = DB\ d' \tag{1}$$

由余弦定律有

$$BC^2 = AD^2 = DB^2 + DC^2 - 2\,DB\,DC\cos\theta \tag{2}$$

由式(1)和式(2),可得

$$m = \frac{dd'}{\sqrt{d^2 + d'^2 - 2dd'\cos\theta}}$$

上式表明,对于给定的两片光栅,莫尔条纹的间距 m 只与两片光栅刻线间的夹角 θ 有关。当 θ 很小,且 $d = d'$时,上式可写成

$$m = \frac{d}{\sqrt{2(1-\cos\theta)}} = \frac{d}{2\sin\dfrac{\theta}{2}} \approx \frac{d}{\theta} \tag{3}$$

通常把 $k = \frac{m}{d}$称为条纹的放大倍数,有

$$k = \frac{1}{\theta} \tag{4}$$

式(3)中,若令 $d = 0.02$ mm,$\theta = 0.001\ 745\ 33$ rad(即 0.1°),则 $m = 11.459\ 2$ mm,而放大倍数 $k = 572.96$。很明显,对两片给定光栅常数的光栅,莫尔条纹的间距越大,放大倍数越大,条纹越清晰。

当一片光栅位置不动,而另一片光栅沿着垂直于光栅刻线的方向移动时,这并不影响莫尔条纹的方向和间距。但是,莫尔条纹将沿着与条纹垂直的方向移动。这是因为当可动光栅的每一刻线占据另一刻线以前占据的位置时,其明暗条纹将在相同的位置出现。因此,光栅移动一个光栅常数 d 的距离,莫尔条纹就移过一个条纹间距为 m 的距离。一个小的位移,就产生了一个放大 k 倍的莫尔条纹的位移,莫尔条纹起到了“位移放大器”的作用。这样,在实际测量中,就可以根据莫尔条纹的移动量,求得可动光栅的位移量。

二 应用实例

1. 光栅秤

光栅秤是众多秤中的一种,它的光栅转换结构如图 81-2 所示。当物料放入秤盘时,物重 P 经一系列的杠杆机械装备转加在摆臂 4 上。摆臂另一端的支架 8 和摆锤 5 随即产生一个转角,带动圆弧光栅 3 也产生一个相应的位移。固定不动的指示光栅 2 与圆弧光栅重叠在一起,两片光栅刻线间有一 θ 夹角。当光源 6 照射时,由于圆弧光栅的位移就产生了莫尔条纹的移动。明暗相间的莫尔条纹照射到光电池 1 上,光电池即向外输出周期性的电信号,而且,光电池输出信号的周期数必将与两片光栅相对移过的光栅常数 d 的数目相同步,即圆弧光栅移动一个光栅常数 d 的距离,莫尔条纹将移动一个条

纹间隔 m 的距离，光电池便向外输出一个电信号。这样，从电信号的数目，就可知圆弧光栅移动的位移。将电信号经过整形、放大、计数、储存及译码等一系列处理，便可得到所称物料的重量。

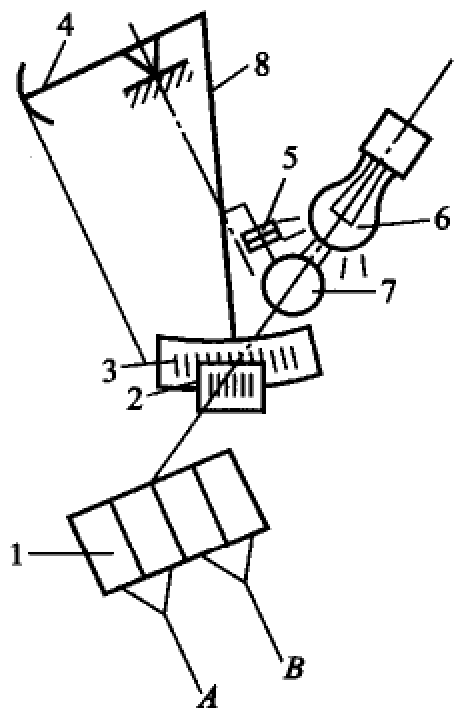


图 81－2 光栅转换结构

2. 数字式万能工具显微镜

图 81－3 为数字式万能工具显微镜的构造示意图。其中标尺光栅 3 随被测对象一起移动。它的尺寸大小与测量范围一致。指示光栅 4 固定不动，当标尺光栅相对指示光栅移动时，便会产生莫尔条纹。即光栅移动一个光栅常数 d 时，莫尔条纹会产生亮－暗－亮的一个完整周期变化，硅光电池便将光的强弱变化转换为电信号而向外输出。如图 81－4 所示，输出的电压 u 可用直流分量叠加一个交流分量来表示

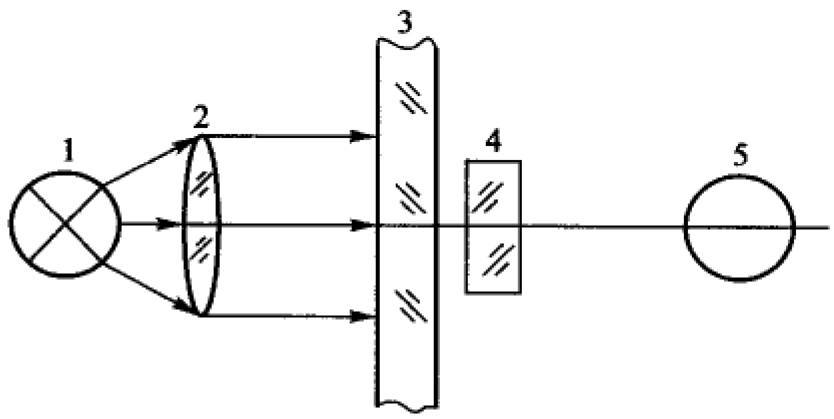


图 81－3

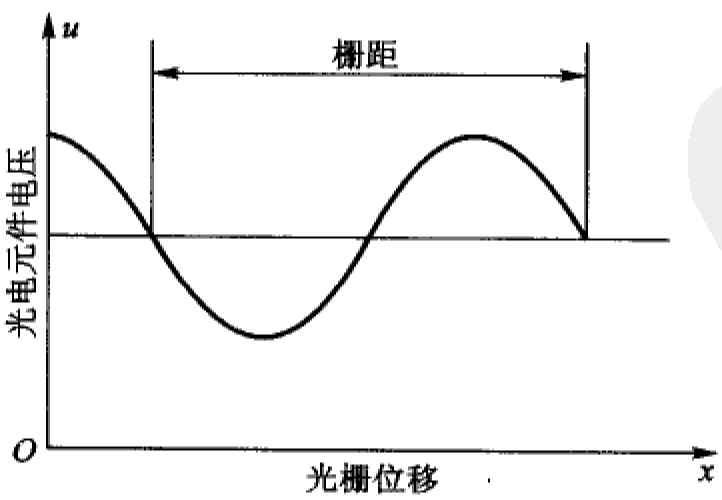


图 81－4

$$u = u_0 + u_m \sin\left(\frac{\pi}{2} + \frac{2\pi x}{l}\right) \quad (5)$$

式中,u_0 为直流分量电压,u_m 为交流分量电压幅值,x 为光栅位移。由式(5)可知,当光栅移动一个光栅常数 d 时,波形重复到原来的幅值和相位,所以,只要记录移过的电信号周期 T,就可知标尺光栅的位移量 x(或被测对象的尺寸),$x = Td$。

目前,光栅式测量技术已广为应用,可用来测量长度、角度、位移、应力、应变和振动等等,在数字显示式精密计量仪器中的应用最为广泛。

参 考 文 献

[1] 张善锺等.计量光栅技术.北京:机械工业出版社,1985
[2] 张革.衡器基础(上册).北京:轻工业出版社,1980

PDG

82 光栅衍射方程在金属材料应变测量中的应用

邢　凯　曹昌年　杨东升

对大多数实用金属而言，在弹性加载下其变形非常小。这样，细观变形测量的诸多光测方法[1]在一定程度上受到限制。例如，机械云纹法是利用试件变形栅与参考栅几何相干而形成代表物体变形信息的几何干涉条纹，测量灵敏度取决于云纹栅的密度，目前较密的云纹栅为 50～100 线 · mm^{-1}，其测量灵敏度为 20～10 μm；云纹干涉法是利用光波干涉形成光栅，栅线密度可达很高，一般常用的有 600～2 000 线 · mm^{-1}，其测量灵敏度可达 1.6～0.5 μm。上述两种方法，前者在较大变形的弹塑性场合应用比较成功，而后者主要研究硬金属、脆性材料等有关变形参量。

近年来出现了一种新的光测应变方法——衍射光栅法。其基本思想是在试件表面欲测处贴上低频正交光栅，通过测量试件变形前后正交光栅变形来获取试件测点处的应变量。具体测量方式是通过光学中的衍射效应，用细激光束垂直照射光栅，产生衍射点阵，通过对衍射点阵的测量，就可以获得应变的信息。

一　衍射光栅法测量应变的基本原理

如图 82－1 所示，在试件表面欲测处贴上正交光栅应变片，当一束细激光束垂直照射测点时，光栅将使反射光发生衍射，衍射光线在接收屏上形成点阵。衍射点的位置与光栅栅距的关系可由光栅方程导出

$$d\sin\theta_m = m\lambda \tag{1}$$

式中：m 为衍射级次，θ_m 为 m 级衍射光线与光栅法线方向的夹角，d 为栅距，λ 为激光波长。

当试件受力变形后，光栅栅距发生变化，d 变为 d'，则变形前后沿垂直于该组栅线方向的线应变为[2]

$$\varepsilon = \frac{d' - d}{d} = \frac{\sin\theta_m - \sin\theta'_m}{\sin\theta'_m} \tag{2}$$

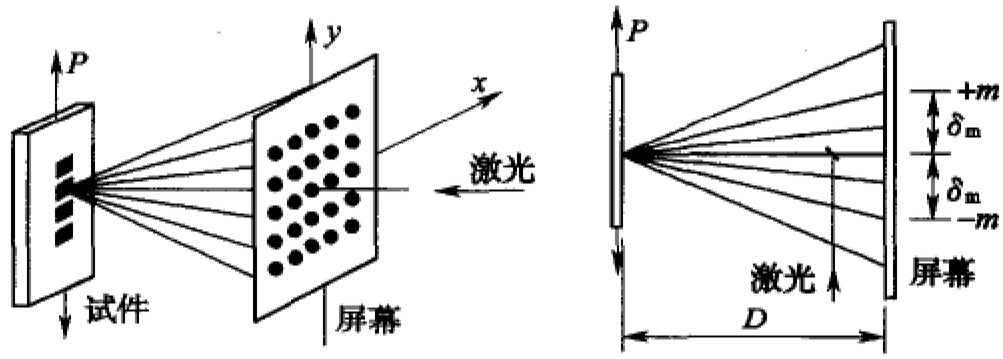


图 82－1　衍射光栅法基本光路

由衍射光栅法基本光路图 1 可知

$$\sin\theta_m \approx \frac{\delta_m}{D}(\delta_m \ll D)$$

将其代入(2)式可知

$$\varepsilon = \frac{\delta_m - \delta'_m}{\delta'_m} \tag{3}$$

此即衍射光栅法测量应变的基本公式。

二　测试系统简介

在弹性加载范围内,金属材料变形非常小。以正交光栅作为应变传感器,在加载前后同级衍射光斑位置的变化也就非常小,而准确测量衍射光斑位置的变化又是定量测量金属材料应变的关键。借助于 LCCD 本身所具的高分辨率、高灵敏度、定位准确等特性,用 CCD 作为探测元件采集加载前后衍射光斑位置的数据,并串行地输入给计算机,由计算机对这些数据进行分析与处理,实现了实时、准确测量金属材料的应变。由于采用 LCCD 精确测量变形前后衍射光点位置的变化,考虑到 CCD 接收范围限制,实际测试中采用挡住零级衍射光斑而测量 ±1 级衍射光斑的方法,这给整个系统调节带来了方便。

应变基本测试系统主要由分光系统、CCD、计算机等构成。应变测试系统结构图如图 82－2 所示。

图 82－2 中:Laser—He－Ne 激光器,M—扩束镜,L_1—凸透镜,M_1—小孔光阑(ϕ0.5 mm),Ps_1、Ps_2—衰减片,M_2—小孔光阑(ϕ0.1 mm),BS—半反半透镜,M′—衍射零级光斑挡光板,L_2—成像透镜。

从应变测试系统结构图可知,测量使用 LCCD、数据采集卡和微机组成的系统测取光点位置的变化。LCCD 完成信号采集的光电转换,数据采集卡为连接 CCD 与微机的中介,主要完成 CCD 输出信号的 A/D 转换和数据暂时存储功能,微型计算机协调整个系统,并完成数字和图像的处理。本测试系统中,相应的

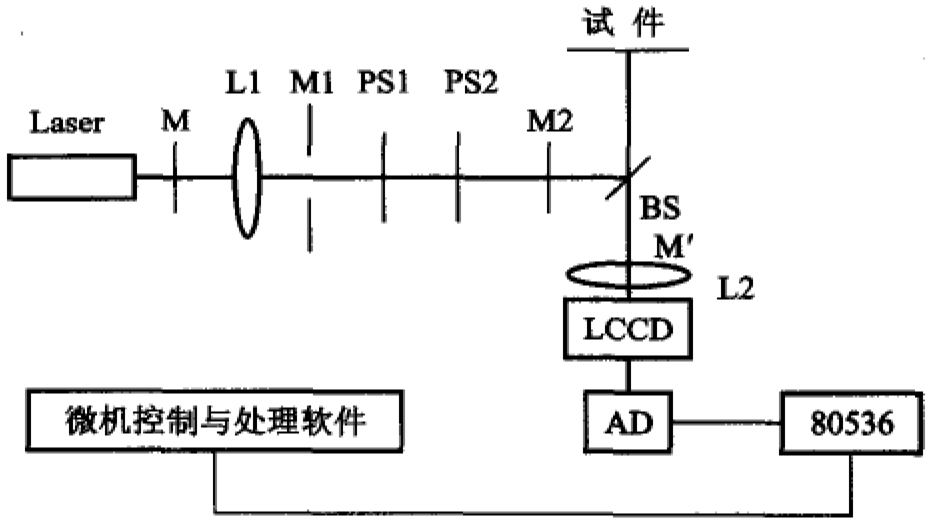


图 82－2　应变测试系统结构图

数据采集与处理软件主要实现以下测试功能：(1) 光斑中心的精确定位；(2) 光斑间距的高精度测量。主要分阈值处理、峰值地位、重心算法、求间距四个步骤进行。

三　结束语

本文作者采用上述理论及测试方法分别测试了 LY12CZ 硬铝合金冷挤孔板圆孔附近以及张开型裂纹尖端区域单向拉伸时应变分布[3,4]。实验结果表明，将栅线密度为 50 线对 · mm^{-1} 的正交光栅粘贴在金属材料表面欲测处，当用细激光束垂直照射时，通过光栅衍射方程、借助必要的硬件测试系统及相应的软件处理体系，可实时、准确、方便地测算出金属材料应变。

参考文献

[1] 刘宝琛. 细观力学实验技术综述. 实验力学，1992，7(2)：1～9

[2] 郭广平等. 光栅应变法的误差分析与改进. 实验力学，1996，11(3)：251～255

[3] 邢凯等. CCD 在金属材料应变、应力测试中的应用. 光子学报，1998，27(Z2)：205～209

[4] 邢凯等. 用粘贴表面光栅法计算和测试金属材料应变. 光子学报，1998，27(11)：1009～1012

83 平面应力状态模型在平面偏振光中的光弹效应

刘世强

工程构件承受载荷时,其内部各处受力情况一般是不均匀的,而构件的破坏总是从应力最大的部位开始。因而,了解构件中各点的应力状态,找出最大应力的位置,十分重要。对于承受复杂载荷的形状复杂的构件,理论分析和计算十分繁难甚至无法进行,因而各种实验应力分析方法得到广泛应用。光弹性方法是其中一种成熟的方法,内容十分丰富。应用平面偏振光研究平面应力状态是其中重要的基本内容。

一　平面应力状态

设截面 mn 通过受力构件内一点 a。在 mn 上 a 点周围取一小面积 ΔA,设 ΔA 上内力的合力为 $\Delta \boldsymbol{F}_{\mathrm{P}}$,则

$$p = \lim_{\Delta A \to 0} \frac{\Delta \boldsymbol{F}_{\mathrm{P}}}{\Delta A} = \frac{\mathrm{d}\boldsymbol{F}_{\mathrm{P}}}{\mathrm{d}A}$$

称为 mn 截面上 a 点的应力,如图 83－1所示。由图可见,应力 p 一般不与截面 mn 垂直,其法向分量称为正应力 σ,其切向分量称为剪应力 τ。显然,适当选择截面方位可使该截面上剪应力为零。这样的截面称为主平面,主平面上的正应力称为主应力。可以证明,在一般情况下,对构件内任意一点总可以找到通过该点且相互垂直的三个主平面。这三个主平面上的主应力分别记为 σ_1,σ_2 和 σ_3。若这三个主应力中有一个为零,则称为平面应力状态。这是工程中最常见的应力状态。平面应力状态的主应力 σ_1 和 σ_2 的大小和方向若为已知,根据应力状态理论便能求出通过该点的任意截面上的应力,从而完

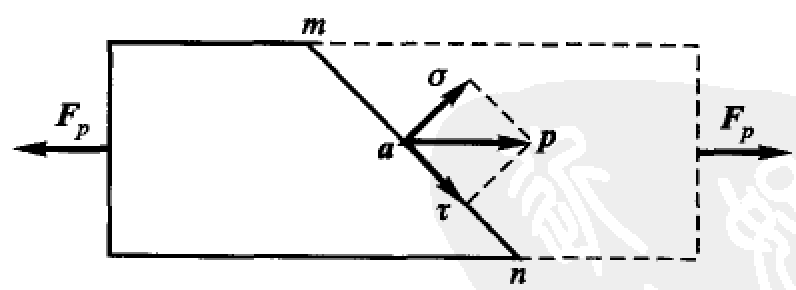


图 83－1

全了解该点的应力状态。

二 平面光弹性的应力－光学定律

方解石一类天然晶体所具有的双折射性质称为永久双折射。有些人造透明材料，如环氧树脂，玻璃，赛璐珞等，原来并无双折射性质，但受外力作用内部产生应力后，也具有双折射性质，称为人工双折射。撤去外力后其内部无应力，双折射效应随之消失。

用人工双折射材料制成平板模型，并使其处于平面应力状态，在弹性极限内，当平面偏振光垂直入射时，下列规律成立：

1. 入射平面偏振光 A 分解为两束相互垂直振动的平面偏振光 A_1 和 A_2，分别在两个主应力平面通过，如图 83－2。

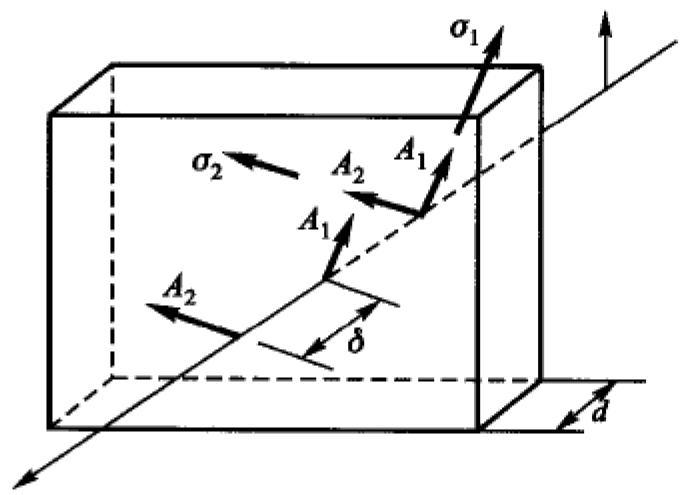


图 83－2

2. 在两个主应力平面内通过的光速不同，分别与主应力大小成如下线性关系

$$\frac{c}{v_1}-\frac{c}{v_0}=k_1\sigma_1+k_2\sigma_2$$

$$\frac{c}{v_2}-\frac{c}{v_0}=k_2\sigma_1+k_1\sigma_2$$

式中，c 为周围介质（空气）中的光速，v_0 为未受力模型中的光速，v_1 和 v_2 为受力模型中在主应力 σ_1 和 σ_2 平面内的光速，k_1 和 k_2 为模型材料决定的常数。这个定律是布儒斯特于 1815 年发现的，称为布儒斯特定律。

两式相减得

$$\frac{c}{v_1}-\frac{c}{v_2}=(k_1-k_2)(\sigma_1-\sigma_2)=k(\sigma_1-\sigma_2) \tag{1}$$

式中，$k=k_1-k_2$ 也为常数。平面偏振光 A_1 和 A_2 通过厚度为 d 的模型后的光程差为

$$\delta=c\Delta t=c\left(\frac{d}{v_1}-\frac{d}{v_2}\right)=d\left(\frac{c}{v_1}-\frac{c}{v_2}\right)$$

将式（1）代入此式，得

$$\delta=kd(\sigma_1-\sigma_2) \tag{2}$$

上式称为平面光弹性的应力－光学定律，是光弹性实验的基础。利用此式就可以将求主应力差的力学问题转换为求光程差的光学问题了。

三　平面应力状态模型在平面偏振光中的光弹效应

用单色光作光源,起偏振片与检偏振片的偏振轴 P_1 和 P_2 互成正交放置。此时无光线通过,称为暗场。然后将图 83 - 2 所示平面受力模型放入观测,如图83 - 3所示。

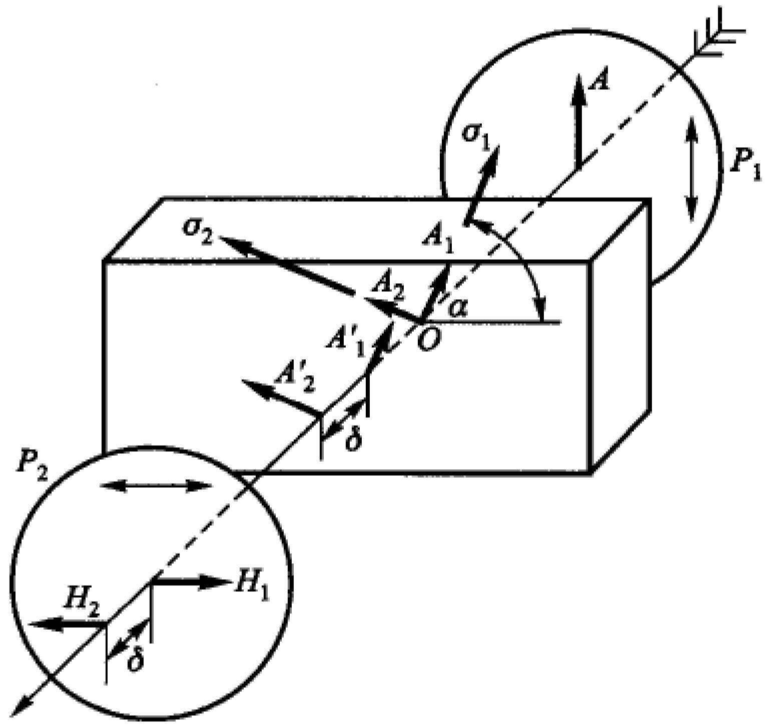


图 83 - 3

通过起偏振片后的平面偏振光垂直入射到模型平面上某点 O 时,其光振动设为

$$A = a\sin\omega t$$

由于人工双折射效应,A 分解为两束平面偏振光 A_1 和 A_2,分别沿两主应力 σ_1 和 σ_2 方向振动。若主应力 σ_1 与检偏振片的偏振轴 P_2 成 α 角,则

$$A_1 = A\sin\alpha = a\sin\alpha\sin\omega t$$

$$A_2 = A\cos\alpha = a\cos\alpha\sin\omega t$$

A_1 和 A_2 在模型中传播速度不同,出模型后就有一个相位差,设为 φ。其相应的光振动分别为(重新计时)

$$A'_1 = a\sin\alpha\sin\omega t$$

$$A'_2 = a\cos\alpha\sin(\omega t + \varphi)$$

它们各有一个沿 P_2 方向的分量通过检偏振片,分别为

$$H_1 = A'_1\cos\alpha = a\cos\alpha\sin\alpha\sin\omega t$$

$$H_2 = A'_2\sin\alpha = a\cos\alpha\sin\alpha\sin(\omega t + \varphi)$$

H_1 和 H_2 振动方向相同,频率相同,相位差恒定,发生干涉。合成振动为

$$H = H_2 - H_1 = a\cos\alpha\sin\alpha[\sin(\omega t + \varphi) - \sin\omega t]$$

$$= a\sin 2\alpha\sin\frac{\varphi}{2}\cos\left(\omega t + \frac{\varphi}{2}\right) \tag{3}$$

合成波的光强为

$$I \propto \left(a\sin 2\alpha\sin\frac{\varphi}{2}\right)^2 \tag{4}$$

$I=0$ 时,屏幕上呈现黑色。这可能由三种情况引起,分别讨论如下:

1. $a=0$ 表示没有光源,与实际不符,不需考虑。

2. $\sin\frac{\varphi}{2}=0$,即$\frac{\varphi}{2}=m\pi$,或 $\varphi=2m\pi$,其中 $m=0,1,2,\cdots$根据相位差与光程差的关系 $\varphi=\frac{2\pi}{\lambda}\delta$,两相比较得出 $\delta=m\lambda$ 。由应力－光学定律得出黑条纹条件

$$\delta = kd(\sigma_1 - \sigma_2) = m\lambda \quad m = 0,1,2,\cdots \tag{5}$$

同一级条纹上各点主应力差相同,称为等差线。显然,条纹级次 m 确定后,由上式就能求出对应的主应力差。

3. $\sin 2\alpha=0$,即 $2\alpha=n\pi$,或 $\alpha=n\frac{\pi}{2}$,其中 $n=0,1,2,\cdots$由于 α 为主应力 σ_1 与检偏振片的偏振轴 P_2 之间的夹角,而主应力 σ_1 和 σ_2 恒正交,P_1 和 P_2 也恒正交,可归纳为:只要主应力与偏振轴方向一致时,则出现黑条纹。同一级条纹上各点主应力方向相同,称为等倾线。因 P_1 和 P_2 的方位由实验者布置,故可推断出等倾线上各点主应力方向。若将 P_1 和 P_2 同步转动(保持 P_1 和 P_2 正交),由于 α 连续变化,视场中先后出现对应于不同倾角的等倾线,由此可了解模型中各点的主应力方向。

显然,按上述实验装置,视场中将同时出现两类黑条纹——等差线和等倾线,不便观测。但是,有各种方法能加以区分,常用的有:

1. 使用白光光源　由于等差线对应的光程差 δ 与波长 λ 有关,故条纹呈彩色(0 级为黑色),而等倾线与波长无关仍呈黑色。

2. 在 P_1 后和 P_2 前各加一个 1/4 波片,其快轴相互正交且与 P_1 和 P_2 成 45°角。这时产生圆偏振光,通过 P_2 后的光强 $I\propto\left(a\sin\frac{\varphi}{2}\right)^2$,与 α 角无关(证明从略)。等倾线完全被消除,视场中只出现等差线。

等差线给出模型内任意一点的主应力差,等倾线给出其主应力方向。经进一步分析能求出主应力 σ_1 和 σ_2 各自的数值及方向,完全确定模型内任意一点的应力状态。再按照相似理论就能确定真实构件内任意一点的应力状态。

参考文献

[1] 赵清澄等.实验应力分析.北京:科学出版社,1987
[2] 天津大学材料力学教研室光弹组.光弹原理及测试技术.北京:科学出版社,1980
[3] R.G.巴德纳斯.高等材料力学及实用应力分析.北京:机械工业出版社,1983

PDG

84 全息照相

解希顺　朱焯炜

全息照相是利用光的干涉和衍射原理，将物体反射的特定光波以干涉条纹的形式记录下来，并在一定条件下使其再现，形成与原物体逼真的三维像。由于记录了物体的全部信息（振幅和相位），因此称为全息术或全息照相术。显然，这是一种用光学方法。全息术最初是由英国科学家丹尼斯·伽柏（Dennis Gabor）于 1948 年提出来的，伽柏并因此在 1971 年获得了诺贝尔物理学奖。近几十年来，全息技术的研究日趋广泛深入，逐渐开辟了全息应用的新领域，成为近代光学的一个重要分支。

一　全息照相的基本原理

拍摄全息照片的基本光路大致如图 84－1 所示。

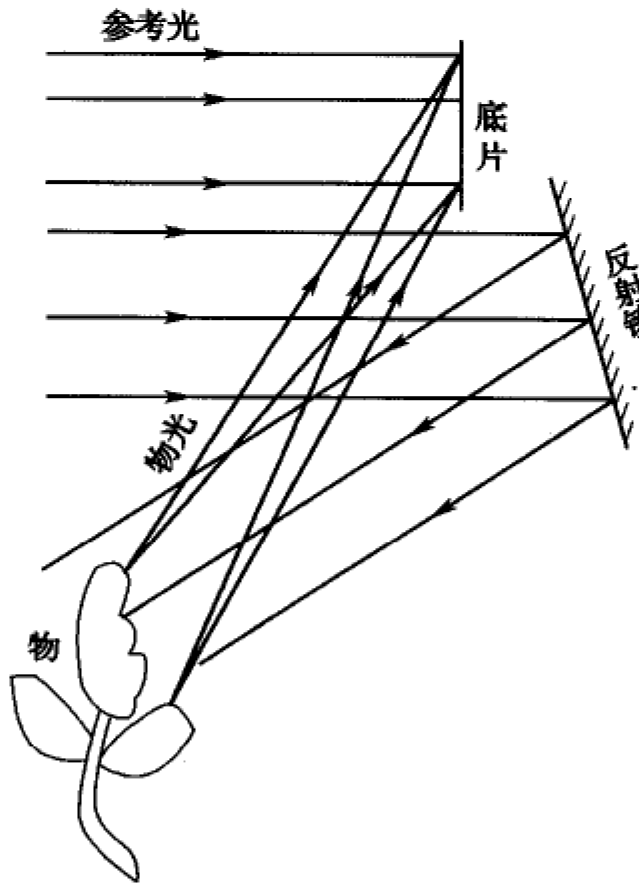


图 84－1　全息照相基本光路图

PDG

将一激光光源（波长为 λ）发出的光分成两部分：一部分直接照射到底片上的叫参考光；另一部分经物体表面散射的光也照射到照相底片，这部分光称为物光。参考光和物光在底片上各处相遇时将发生干涉，产生干涉图样。这样一张保存有复杂干涉图样的底片冲洗后就是一张全息照片（图 84－2）。

显然，在图 84－1 中参考光各处的强度和相位是一样的，但由于物体表面的形状和反射率的不同，所以物光的强度和相位各处不同。因此，参考光和物光叠加干涉时形成形状复杂的干涉条纹。

如 84－3 图所示，设点 O 为物体上某一发光点，参考光在底片上点 a 处的波动方程为

$$y = A\cos(\omega t + \varphi_0)$$

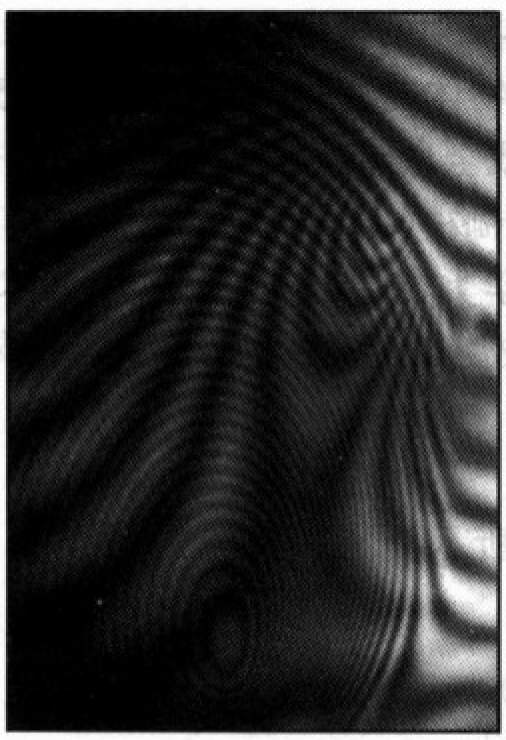


图 84－2　全息照片

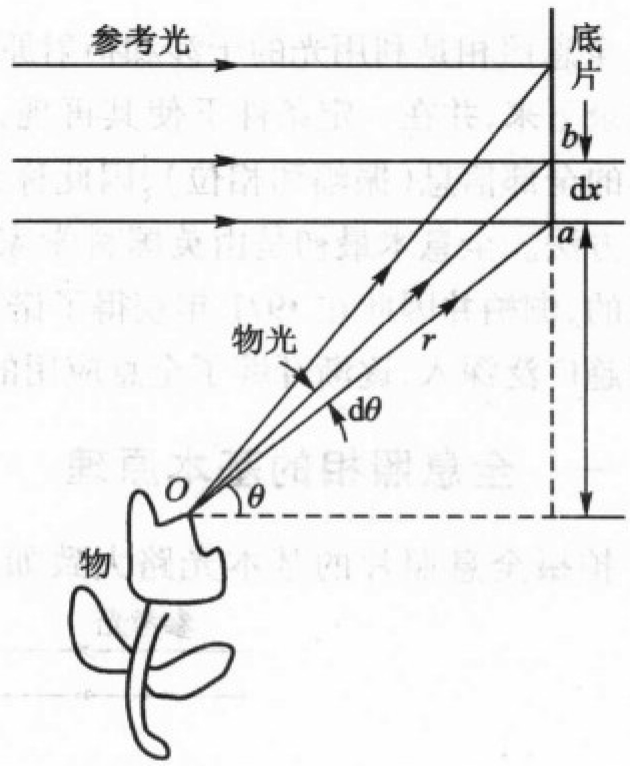


图 84－3　全息照片的拍摄

物光在点 O 处的波动方程为

$$y = A_1\cos(\omega t + \varphi_1)$$

则物光在点 a 处的波动方程为　$y = A_1\cos(\omega t + \varphi_1 - 2\pi r/\lambda)$

参考光与物光的相位差　$\Delta\phi = \varphi_0 - \varphi_1 + 2\pi r/\lambda$

在　$\Delta\phi = (2k+1)\pi$

处为暗条纹，解得　$r = \lambda[(2k+1)\pi + \varphi_1 - \varphi_0]/2\pi$

在　$\Delta\phi = 2k\pi$

处为明条纹，解得　$r = \lambda(2k\pi + \varphi_1 - \varphi_0)/2\pi$

设点 a、b 为相邻的两暗纹的中心，由干涉条件如：a、b 两处的物光与参考光必须都反相。因为参考光在 a、b 两处的相位是相同的，所以到达 a、b 两处的物光的相位差为 2π，对应的光程差为 λ。由图 84－3 中所示几何关系可知：

$$\lambda = \sin\ \theta \mathrm{d}x$$

$$\mathrm{d}x = \frac{\lambda}{\sin\ \theta} = \frac{\lambda r}{x}$$

由上式可知：在底片上的同一处，来自物体上不同发光点的光，由于它们的 θ 或 r 不同，与参考光干涉形成的条纹的间距 $\mathrm{d}x$ 就不同。因此，底片上各处干涉条纹的间隔反映了物光光波相位的不同，也就是反映了物体上各光点的位置的不同。而整个底片上形成的干涉图样实际上是物体上各发光点发出的物光与参考光所形成的干涉条纹的总的叠加，所以，全息照片上的干涉图样（见图 84－2）看上去十分复杂。

二　全息照相的再现

观察全息照片的光路如图 84－4。全息照片不同于普通照片，其底片不显示物体的形象，而是干涉条纹叠加后的图像。冲洗时只是改变了不同部分的透光性。观察时，通常需用与拍摄该照片时所用的同频率的光沿原参考光的方向照射底片即可。仍考虑相邻的两暗纹中心 a 和 b，冲洗后 a、b 成为两条透光缝，参考光照射时，就好像一束平行光入射到光栅常数为 $\mathrm{d}x$ 的光栅上（见图 84－4）。由惠更斯－菲涅耳原理知：a、b 可以当成子波波源，其强度皆为激光光源的强度。沿原来从物体上 O 点发来的物光方向的两束衍射光，由光栅衍射知识知其光程差恰为 λ。由发光点 O 在底片上各处造成的透光缝透过的光形成的衍射条纹会使人眼感到原来的 O 点处有一发光点 O'。所有发光点对应的衍射条纹会使人眼看到一个处于原来位置的完整的立体虚像。另外，当用光照射底片时，在与原来物光对称方向的两束衍射光，其光程差也为 λ，光线汇聚将会在 O''处形成一实像。

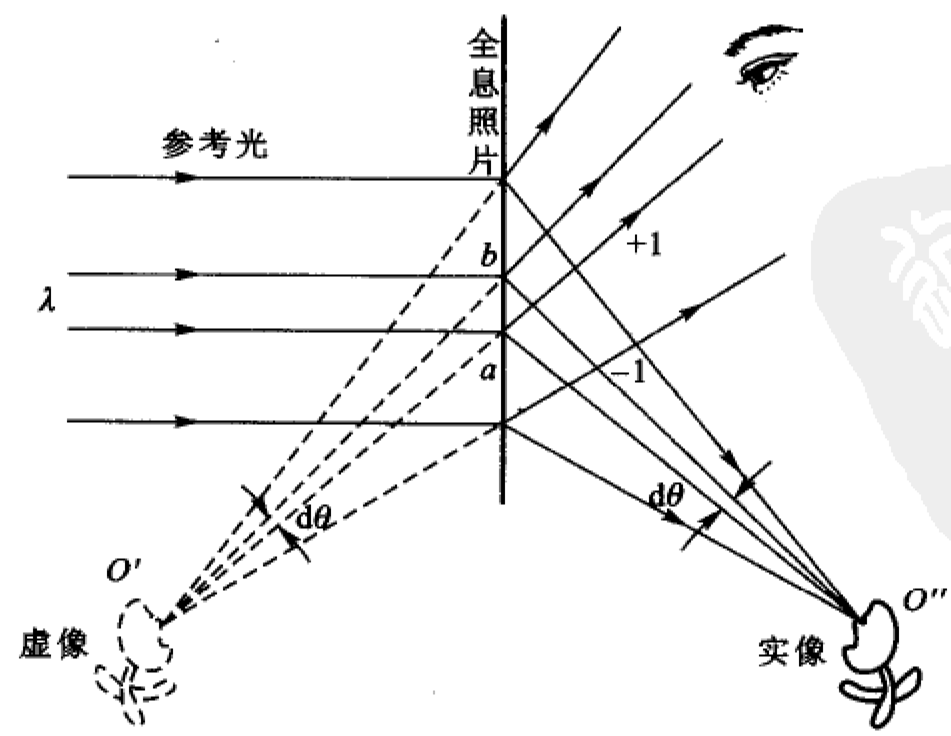


图 84－4　全息照片的再现

全息照片衍射形成的立体虚像是一个真正立体的,当人眼换一个位置时,便可以看到物体的侧面像,即物体上原来被挡住的部分也可以看到。

即使是全息照片的一块残片,也可以看到整个物体的立体像。因为拍摄照片时,物体上的点发出的物光在整个底片上处处与参考光发生干涉。也就是说,在底片上处处都有某一点的记录。这就是全息照片的再现原理的简单说明。

拍摄全息照片时对拍摄装置的稳定性有较高的要求,一般应在抗震动台上进行。否则,被拍摄的物体稍一振动就会影响其到达底片处的光的相位,造成拍摄的失败。此外,全息照相对光源的相干性要求很高,激光是比较理想的光源。所以,尽管人们对全息照相的原理在 20 世纪 40 年代就已经了解,但它却是在有了激光光源以后才得到迅速发展的。

三　全息技术的应用

在全息照相的基础上,全息技术还扩展到红外、微波、超声领域,进一步发展形成了全息干涉术、彩色全息、及彩虹全息和周视全息等新的全息技术。由于全息照相具有三维成像的特点,可重复记录,而且每一小块全息底片都能再现物体的完整,其用途十分广泛。可广泛用于精密干涉计量、无损探伤、全息光弹性、微应变分析和振动分析等科学研究。利用全息干涉术研究燃气燃烧的过程、机械件的振动模式、蜂窝板结构的粘结质量和汽车轮胎皮下缺陷检查等已得到广泛应用。全息照相用作商品和信用卡的防伪标记已形成产业,正在发展的全息电视还将有可能为人类带来一场新的视觉革命。

85 全息干涉及其应用

唐宋岳

全息术是利用光的干涉和衍射原理，将物体发射的特定光波以干涉条纹的形式记录下来，然后再用衍射的方法使其再现，形成原物体逼真的立体像。由于记录了物体的全部信息（振幅和相位），因而称为全息术或全息照相。

全息干涉是全息应用的一个重要方面，全息干涉与普通的光学干涉十分相似，其干涉理论和测量精度基本相同，只是获得相干光的方法不同。普通干涉中获得相干光的方法虽然很多，但总的来说不外乎两大类：分振幅法和分波前法。全息干涉则是将同一束光，在不同时间记录在同一张全息干版上，然后使这些波前同时再现发生干涉。所以全息干涉的相干光波是采用时间分割法而获得的。时间分割法的特点是相干光束由同一光学系统产生，因而可以消除系统误差，也可以降低对光学元件精度的要求。

利用全息干涉进行光学测量称为全息干涉计量术。

与经典的光学干涉计量术相比，全息干涉计量术具有许多独特的优点：全息干涉计量术可以对各种不同表面状况的三维物体进行光学测量而无需严格的表面加工处理，因此，它不仅适合于测量透明物体，还适用于对漫反射物体的测量，如对机械零件表面、水泥面、纤维面等，可测出其微小的变形；全息干涉计量术又是一种非接触式的全场测试方法，对被测样品没有附加的作用和影响，可用于无损探伤如对蜂窝结构、轮胎、密封容器等的检验；全息干涉计量术还可用于研究物体的微小振动，研究流体的速度场、密度场、冲击波，研究燃烧及容器内的爆炸过程等，从而使实验力学和测量技术提高到一个新的水平。

全息干涉计量技术一般有三种方法。

1. 二次曝光法

这种方法常用于测量物体的微小位移或形变。利用二次曝光，在一张全息底片上先后两次拍摄物体位移或形变前后的状态。这样，在同一张底片上，一次记录了原始物体光波的全息图。另一次记录了物体发生变化后物光波的全

息图。全息照片再现时，将同时出现两个物光波，由于这两个物光波所对应的再现像不会完全重合，两个物光波之间就会发生干涉而形成干涉条纹，条纹的分布与位移或形变的大小有关。分析这些干涉条纹便可知道物体的变化情况。

2. 实时法

在拍摄了被测物体的一张全息图后，把经过显影、定影处理的全息照片精确地放回原先拍摄时的位置（或者干脆就在原处对底片进行显影和定影处理）。用相干光照射这张照片时就会在物体的位置出现一个虚像，当物体保持原状不变，这个虚像就与物体完全重合，但如果对物体施加一定的作用，如加热或加压等，使物体发生微小的形变，那么，物体的再现光波将与真实的物体光波发生干涉，可以看到物体表面布满了干涉条纹。同样，根据条纹的分布情况可以分析出物体的状态变化。这种方法不但可以发现物体的缺陷和物体在受到外界作用时首先发生破坏的地方，还可以观察到整个物体变形的动态过程。

3. 时间平均法

这种方法常用于研究快速振动物体的微小振动。

下面，简单介绍一下用时间平均法分析物体振动的原理。

设物体作简谐振动，角频率为 ω，初相位为零，物体上任一点 m 处的振幅为 $A(x)$，则在 t 时刻 m 点的振动位移为

$$Y(x,t) = A(x)\cos \omega t$$

如以波长为 λ 的单色平行光照射物体，照射方向与振动方向间的夹角为 θ_1，物体表面散射的光与振动方向的夹角为 θ_2。

当物体振动时，与 m 点对应的点为 m'，则 m 点与 m' 点所散射的光的光程差，由图 85－1，有

$$\delta = A(x)(\cos \theta_1 + \cos \theta_2)\cos \omega t$$

按波动理论，波动方程亦可用复数表示。于是有

$$O = O_0 e^{i\varphi} \cdot e^{i\omega t} = O_0 e^{i\frac{2\pi}{\lambda}\delta} \cdot e^{i\omega t}$$

式中，$O_0 e^{i\frac{2\pi}{\lambda}\delta}$ 称为物光波的复振幅。

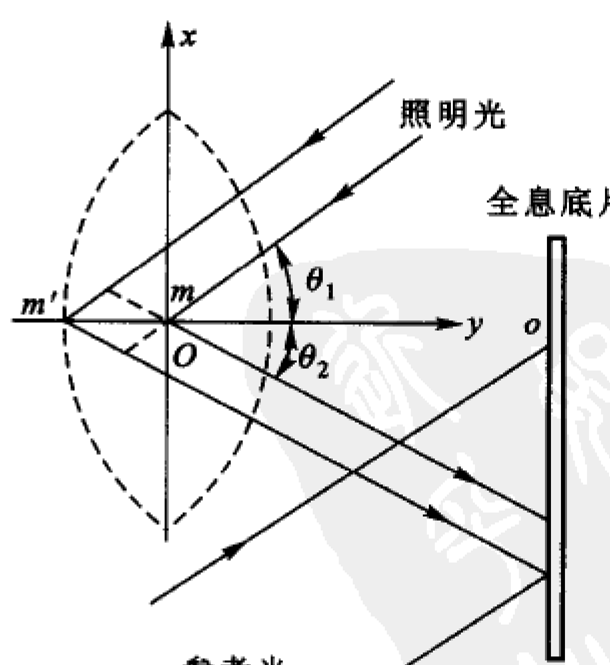


图 85－1

物光束与参考光束在全息底片上相叠加，就形成了干涉图样。底片经过感光、显影和定影处理成为一张全息相片。以原参考光束照射全息相片使波前再现，我们仅考虑产生虚像的那一部分光波，在光束垂直照射及垂直观察时，有 $\theta_1 = \theta_2 = 0$，则在

虚像中物体表面的光强分布可表示为

$$I = C\mathrm{J}_0^2\left[\frac{4\pi A(x)}{\lambda}\right]$$

式中，C 为一常数，$\mathrm{J}_0\left[\frac{4\pi A(x)}{\lambda}\right] = \mathrm{J}_0(Z)$ 称为第一类零阶贝塞尔函数，Z 为函数的宗量。由此可见，在再现的虚像中，物体表面的光强按零阶贝塞尔函数的平方规律变化。由贝塞尔函数的特性可知，只有当宗量 $Z = \frac{4\pi}{\lambda}A(x)$ 取某些数值时，函数 $\mathrm{J}_0(Z)$ 有极大值或极小值。因此，在物体上振幅为零的节点或节线处有 $A(x)=0, Z=0, \mathrm{J}_0^2(Z)=\mathrm{J}_0^2(0)=1$。这表示在振动物体上出现最亮的零级条纹的地方便是振幅为零的地方。只要从贝塞尔函极值表上查出对应于第 n 级极大（或极小）的宗量值 Z_n，便可求出振动物体表面第 n 级亮条纹（或暗条纹）处的振幅为 $A_n = \frac{Z_n\lambda}{4\pi}$，而相邻两条条纹间的振幅差为

$$\Delta A = \frac{\lambda}{4\pi}(Z_n - Z_{n-1}) \approx \frac{\lambda}{4}$$

即每增加一条条纹，振幅就增加 1/4 波长，这就是用时间平均法测量物体振动的依据。

在拍摄全息照片时，如果用远比振动周期为长的时间对振动物体进行连续曝光，则在再现像上，物体振动的节线或节点（振幅为零的部分）和等振幅线就会以干涉条纹的形式显示出来。条纹的图样给出了振动的模式。这种技术类似于在普通照相中对摆动的钟摆作长时间的曝光，结果得到了钟摆在两个极端位置的像。对再现的全息图进行分析便可得出物体振动情况的全场分布。用时间平均法分析作高频小振幅振动的物体是十分方便的。这种方法是非接触式的，可用于表面粗糙的物体，与以往用加速度传感器、应变仪等接触式的逐点测量方法相比，具有明显的优越性。目前，这种方法已广泛应用于研究喷汽发动机、蒸汽机的叶片、话筒、乐器及扬声器等的振动特性。

随着计算机技术和多媒体技术的发展，全息干涉计量技术在科学研究和工程技术中将有着越来越广泛的应用。

参 考 文 献

[1] 中国科学院物理研究所译. 全息学原理. 北京：科学出版社，1972

[2] 全息干涉法在固体力学测试中的应用. 重庆：科学技术文献出版社重庆分社，1977

[3] 于美文等. 光学全息及信息处理. 北京：国防工业出版社，1984

86 光　　盘

贾小兵

光盘就是利用激光束写入或读出数据信息的存储介质。它具有存储密度高,信息存取速度快,信息保存期长等特点。近十几年来,光盘技术的发展极为迅速,光盘正以其高密度,低成本,可自由搬运等优点逐渐成为多媒体时代的宠儿。光盘,其盘片主要由基片,数据信息层,保护层等部分组成,其存储容量可达几十兆至上千兆字节。根据光盘的尺寸可分为20 in,14 in,8 in,5.25 in和3.5 in光盘,目前使用最广泛的为5.25 in和3.5 in两种。根据光盘的记录格式不同又可分为 CD,CD-V,CD-G,VCD,DVD 等。根据光盘的功能差异可分为只读型光盘,只写型光盘和可读可写型光盘三种。

一　只写型光盘,只读型光盘

下面首先以只写型光盘为例谈谈光盘中信息写入和读出的具体过程。只写型光盘典型的结构有单层膜型,如图 86-1(a),三层膜消反射型,如图 86-2(a)等。其中单层膜型采用玻璃或聚氯乙烯基片,表面蒸镀碲合金薄膜。三层膜消反射型结构,是在聚氯乙烯基片上蒸镀三层膜,并控制中间透明介质膜厚度,以使从薄金属膜层反射光与下面铝反射膜层的反射光光程差为 $\lambda/2$,以消除光反射。这两种结构的光盘中作为信息记录层的薄金属膜使用的是以碲

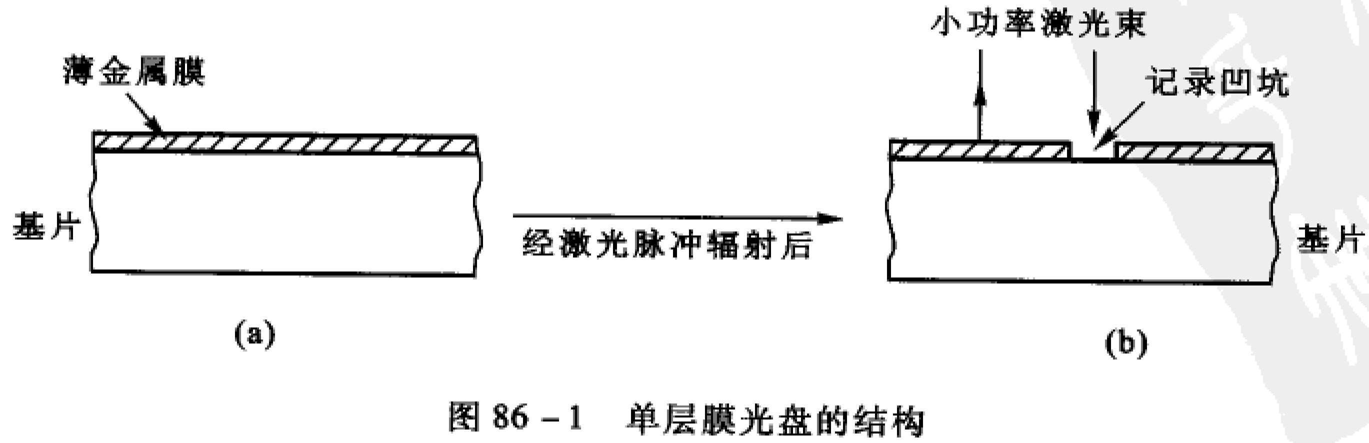


图 86-1　单层膜光盘的结构

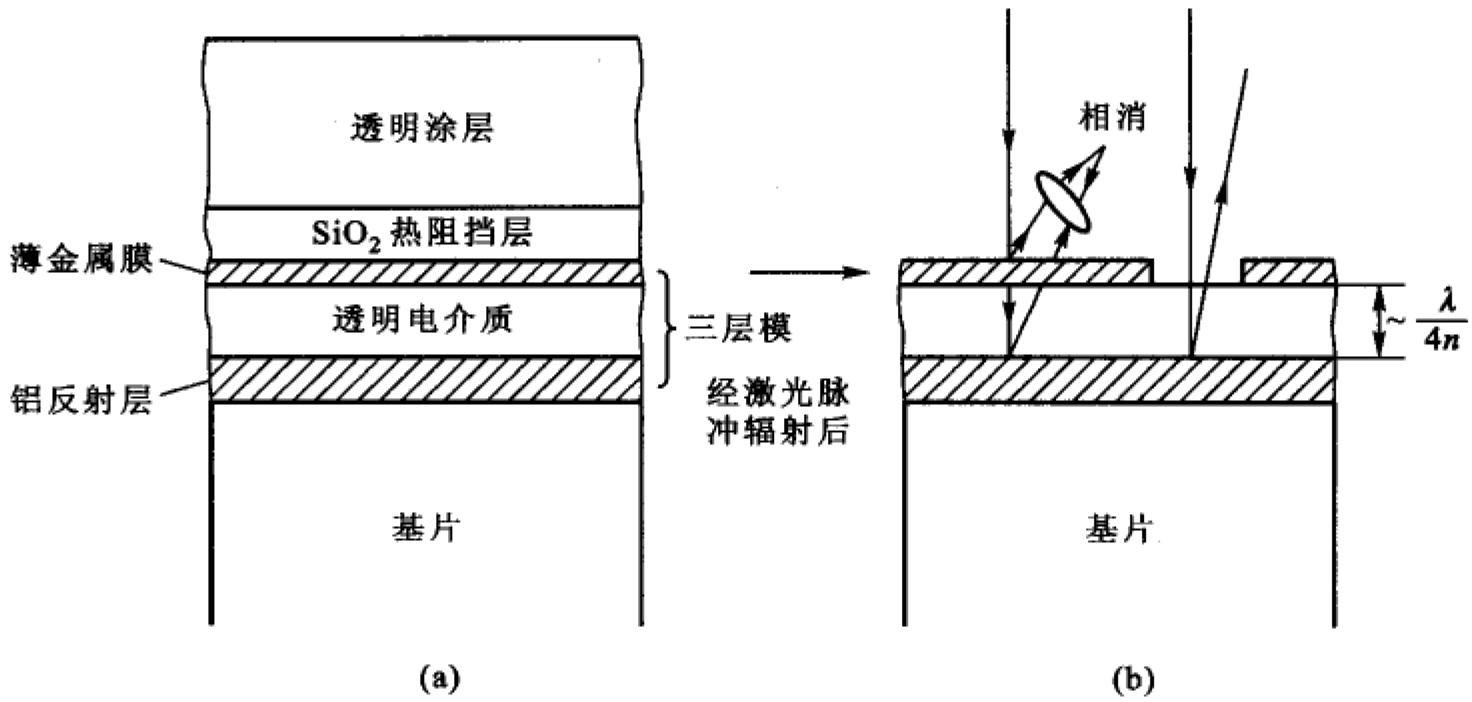


图 86－2　三层膜消反型光盘结构

(Te)为主要成分的碲系膜，它具有低熔点，低热导等特点（碲的熔点为 450 ℃，热导率为2.4 $W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}$）。

当把输入信息写入光盘前（见图86－3），要记录的输入信息经过取样、量化、编码成为二进制数码，这些二进制数码通过调制器对激光束进行调制，数码信号经调制成为激光脉冲信息，再经光学系统导入大数值孔径物镜，在光盘表面会聚成直径小于1 μm的光斑，激光束与信息层碲合金膜相互作用，碲合金膜吸收来自激光的光能后，温度将上升到熔点或气化点之上，产生热烧蚀，将薄金

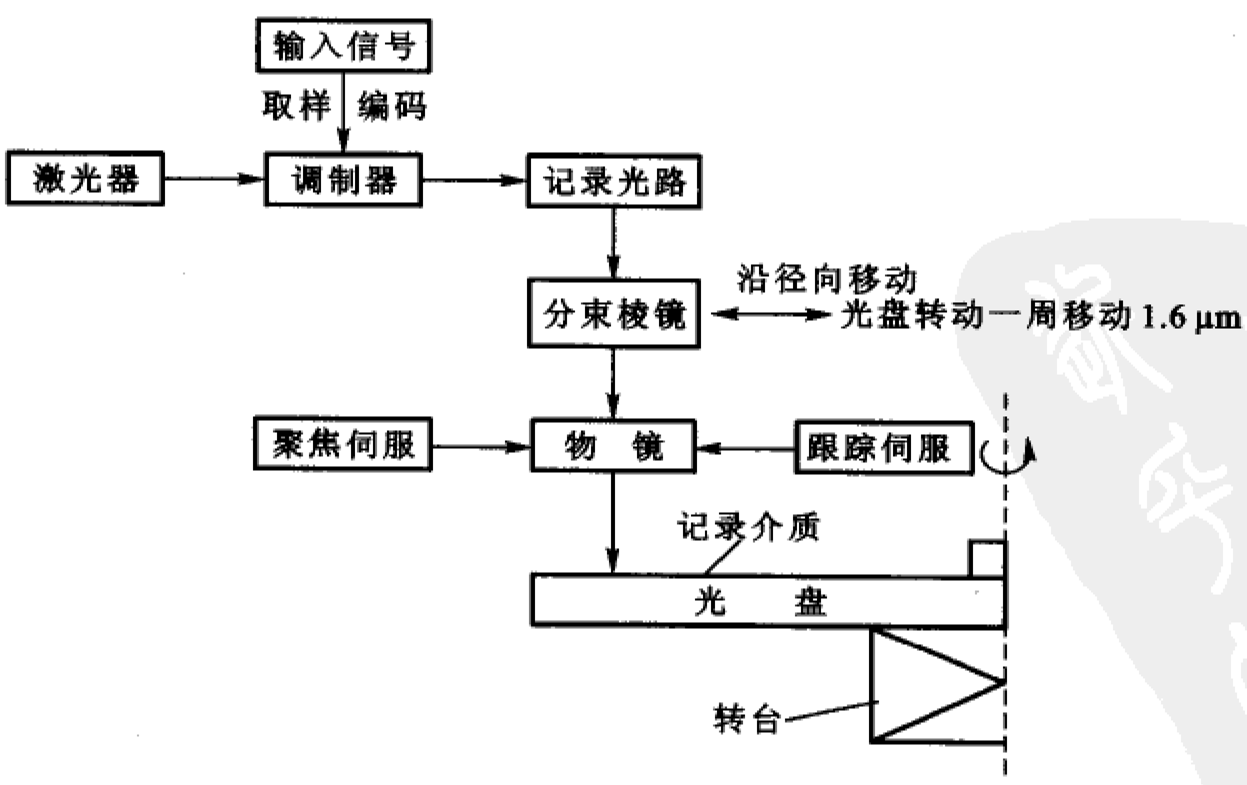


图 86－3　光盘信息写入过程原理框图

属膜上的作用区域烧蚀成小孔,形成反射率突变的坑槽,未作用区域仍保持不变,以此记录信息。在物镜沿径向移动的同时,光盘在转台上旋转,从而在光盘表面形成螺旋状信息轨道,被记录的信息编码与沿轨道坑槽的长度及其间距相对应,如图86-4所示。光盘上两相邻轨道间距是1.6 μm,坑槽的宽度与一个记录光斑的尺寸相同约为0.5~0.7 μm。光盘表面激光作用区与未受激光作用区,形成反射率显著不同的两个状态,如图86-1(b)和图86-2(b)所示,这两种状态分别相应于**1**和**0**状态。此为只写型光盘信息写入过程。

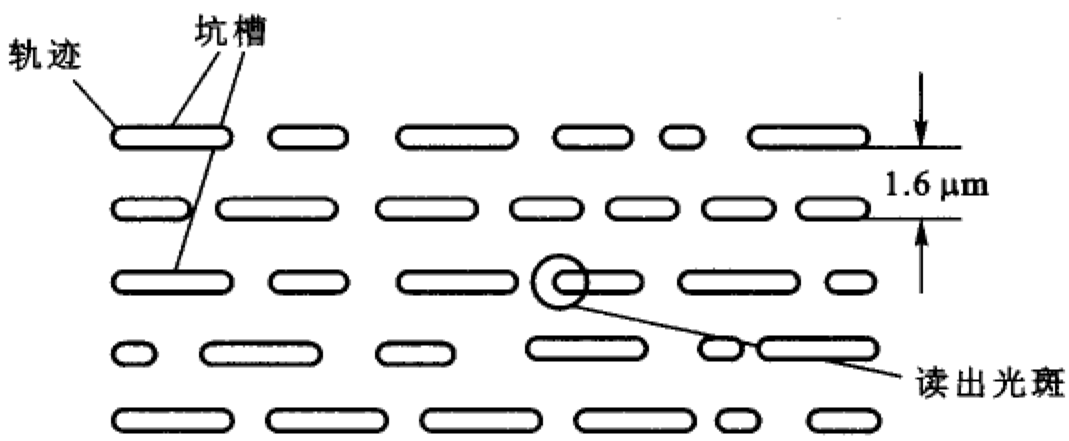


图 86-4 光盘表面记录坑槽轨迹示意图

对于只读型光盘,其信息录入过程有所不同,为了降低成本,大批量生产,它是采用光刻的方法先形成光刻原版,再经电镀制成金属原版,并制成多片母版,用母版制造压膜,以压膜压制出只读光盘片,再经镀铝金属反射膜,把坑槽信息记录在只读光盘上。

如图86-5所示,读出信息是通过小功率激光束扫描旋转的光盘,收集反射光来实现的。常用的是小功率半导体激光二极管,使读出光束的热量产生的温度低于记录温度。其波长在0.78~0.83 μm之间,读出光束在光盘记录层上的光斑尺寸取决于物镜的数值孔径,典型的选值为$\lambda/NA=1.55$,与此相应的读出光斑的有效直径约为1 μm。光斑尺寸比坑槽的宽度要大些,但单一的读出光斑不会同时覆盖二条轨道,读出信息时,在没有坑槽时,光会被全部反射到探测器中。在有坑槽处,读出光斑则会覆盖住坑槽及周围的区域,坑槽对光有强烈的衍射,只有30%光反射,反射到探测器的光强较弱。(对于三层膜消反射型光盘情况刚好相反,有坑槽处消反射条件破坏,反射光增强。)于是到达探测器的光强变化就包含了要录入的数字式信息,再经光电转换装置转换为数字式电信号,再对其进行解码处理,可得到录入的信息。

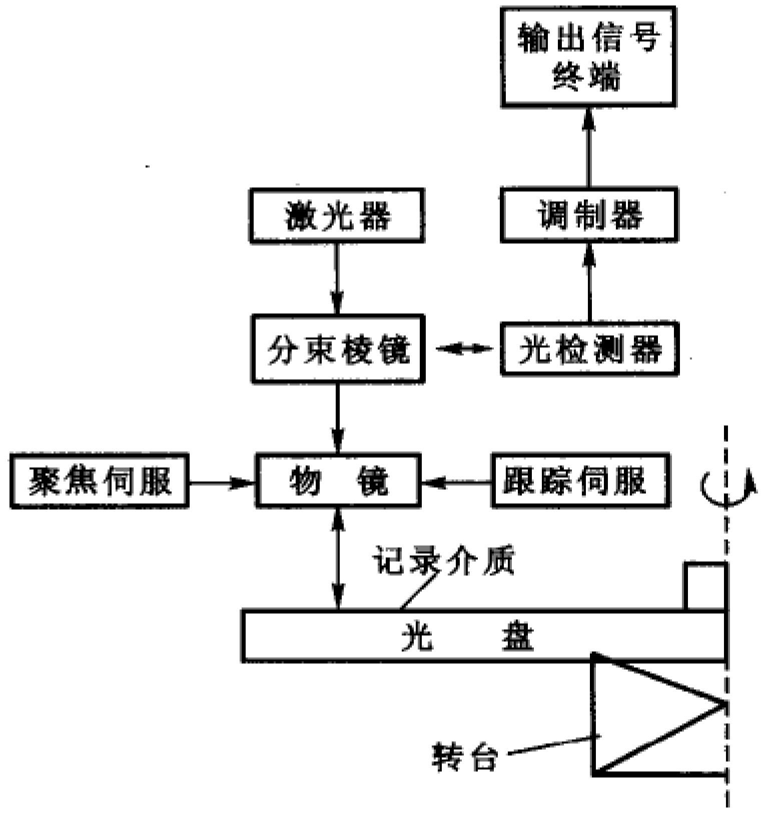


图 86－5 光盘信息读出过程原理框图

二 可擦写光盘

光盘在与磁盘的竞争中所表现出的最大弱点是记录信息不能擦除，为了克服光盘不能重复删除与写入的弱点，近来，研制开发出可重复擦写光盘即可写可读光盘，按记录信息的不同机理可分为磁光型和相变型两大类。

1．磁光型可重复擦写光盘(MO)

磁光重复擦写光盘是在基片上溅射上一层在常温下矫顽力相当大的磁性薄膜。它的易磁化方向与膜面垂直，且预先被磁化为所有磁化强度 ***M*** 的方向均向上。在记录信息时，用功率较大的激光束使记录点处材料的温度达到居里点，从而使该区域的介质转变为顺磁态。同时还有一个与预磁化方向相反的磁场加在这一点上，由于该点处温度下降，在此附加磁场的作用下，磁化强度 ***M*** 的取向变为朝下。受激光脉冲辐射区域与未受辐照区域磁性膜的磁化强度 ***M*** 的取向分别对应于两个二进制的信息单位。读出时用一低功率线偏振激光束读出磁光盘上的数据。根据克尔磁光效应，当一束入射偏振光在磁性介质表面被反射时，其偏振面相对于入射光的偏振面要产生旋转，旋转方向取决于记录材料磁化强度 ***M*** 向下还是向上取向。这样在探测器前加一检偏器，调整检偏器的方向，使偏振面向某一方向偏转的反射光不能通过，向另一方向偏转的反射光则可通过，这样，通过检偏器之后的光强通过光电转换器可读出记录的数据。若用功率较大的激光束扫描所有区域并预置每点附近磁场方向向上，就可擦除原光盘上记录的信息成为一空白磁光盘用来记录新的信息。

2. 相变型可重复擦写光盘(PD)

相变型可重复擦写光盘的介质是由 Te - Ge - Sb 薄膜所组成。这样的薄膜具有结晶态与非结晶状态相互转换的功能,以短脉冲,高输出功率的激光照射结晶状态的薄膜,使其溶解并加以急速冷却,这样记录薄膜上就会留下非结晶态的记录痕,其与周围的结晶状态相比,光反射率较低。此外,用中输出功率的激光稍长时间照射非结晶态区域,它被加热并被慢慢冷却后,又可转换为结晶态。可见,相变光盘只需变换激光的输出功率就可完成数据的记录,擦去,读取。用低输出功率激光读取数据时,因非晶态处与结晶态处相比光的反射率低,和上述不可擦光盘读出信息过程一样只需通过辨别光的反射率就可读取数据信号。

以上介绍各种光盘的记录与读出信息的原理,不论哪种光盘,都是利用激光束与记录介质的相互作用,使介质表面形成一系列物理性质有显著区别的两个状态,以记录信息。读出信息时,利用记录膜上状态的不同使反射光状态发生变化,用于检测出记录信息。随着科学技术的发展,必将出现更多新型的光盘,以更便捷、更高效的形式存储信息。

参 考 文 献

[1] 黄德群,单振国,干福熹著.新型光学材料.北京:科学出版社,1991
[2] 刘德祖等.CD 技术的物理原理.大学物理.1998(17):40~43

PDG

87 光全息存储器

陈鹤鸣

光盘存储器虽然在大量(或海量)存储信息方面具有许多优点,但它却和磁鼓、磁盘或磁带一样都要求记录介质作机械运动,这就使记录信息位密度被限制在机械调节的精度内,并使存取时间只能限于毫秒的范围。在计算机中,要使高速电子线路与毫秒机械系统相兼顾是很不相称的。如要改变这种状况,则将付出很大的代价,但有时却是得不偿失的。为了实现海量存储信息,做到既能减少存取时间,又能降低信息位价格,光全息存储则是一条可循的途径。全息存储系统原则上可在存储信息和存取时间上提供潜在的改善,而且有希望在信息位价格上与其它海量存储器件相竞争,它能做到很高的位密度,而无需传感器头或物镜非常精确地靠近记录介质,而且记录介质本身也不需要非常完好,如有小的括痕或不均匀性相对地说是无关紧要的。对系统中信息位、字或页的快速问址,则可通过在时间上比任何机械系统更短的激光束无惯性电子控制来加以完成。

本文主要介绍光全息存储器的基本结构和光学原理,而不涉及技术细节。

一　光全息存储器的基本结构

图 87 - 1 为光全息存储器的结构方框图。由于它的输入和输出端要与现有的电子器件相兼容,因此,在输入和输出处各自需要这样的接口:将输入的电信号转换为光信号(电 - 光接口)以及将光信号变换成读出的电信号(光 - 电接口)。在大多数情况下,接口常对于一些信息块具有缓冲的存储能力。当然,在光计算机中,这样的接口可以取消。

存储器的心脏是存储介质。在全息存储的情况下,信息是以干涉条纹的形式存储在介质中的,并利用一问址单元在存储介质上光学地问址来写入和读出信息。此问址单元则被电 - 光驱动或在某些情况下被机电驱动。光学存储器中的电子控制单元是作为所有存储部件的同步器用的,而且,如果需要,为了写

入、读出或擦除,可从问址输入和数据输入中计算出适当的控制信号来使存储器的所有部件工作。

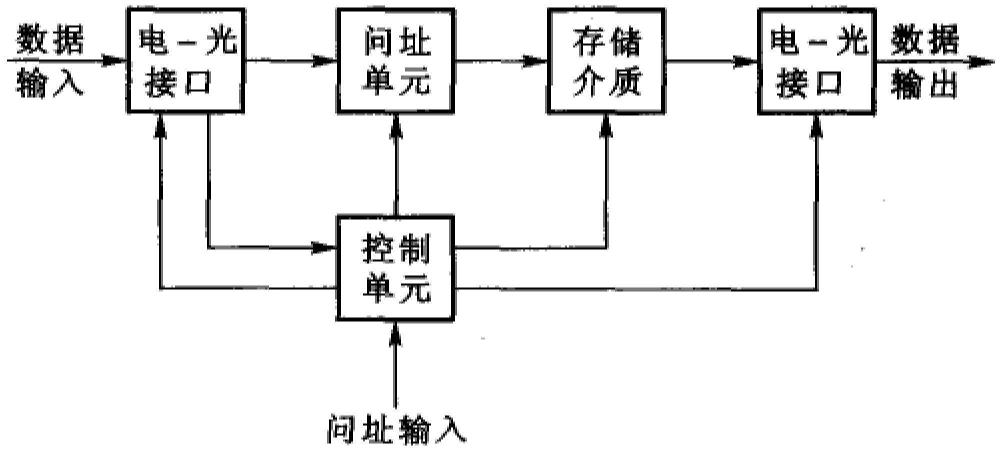


图 87－1　光全息存储器方框图

二　傅里叶变换全息存储

高密度的全息存储,采用傅里叶变换全息图,记录信息的频谱,这样全息图的面积较小,如果信息的频谱较低,全息图可以在 1 mm 左右。另一方面根据傅里叶变换的位移不变原理,再现时对全息图放置的位置要求不严格。

傅里叶变换全息图与普通全息图不同,它并不直接记录物光波与参考光的干涉条纹,而使记录物光波的频谱与参考光的干涉条纹。图 87－2 是一种实际的记录光路,输入信息位于傅里叶变换透镜的前焦面,在后焦面上得到物光波的频谱与参考光的干涉条纹,该干涉条纹通过曝光,记录在全息干版上,经显影、定影等处理,得到全息图。再现时理论上也需要一个傅里叶变换透镜,但实际再现时可用细激光束直接照射全息片,在全息片的后方可得到再现实像。在存储系统中,常把记录与再现称为写入和读出。在高密度存储中,一般可先用普通照相方法将被存储的信息(如一页书或一张地图)用 135 胶卷缩小成 36 ×

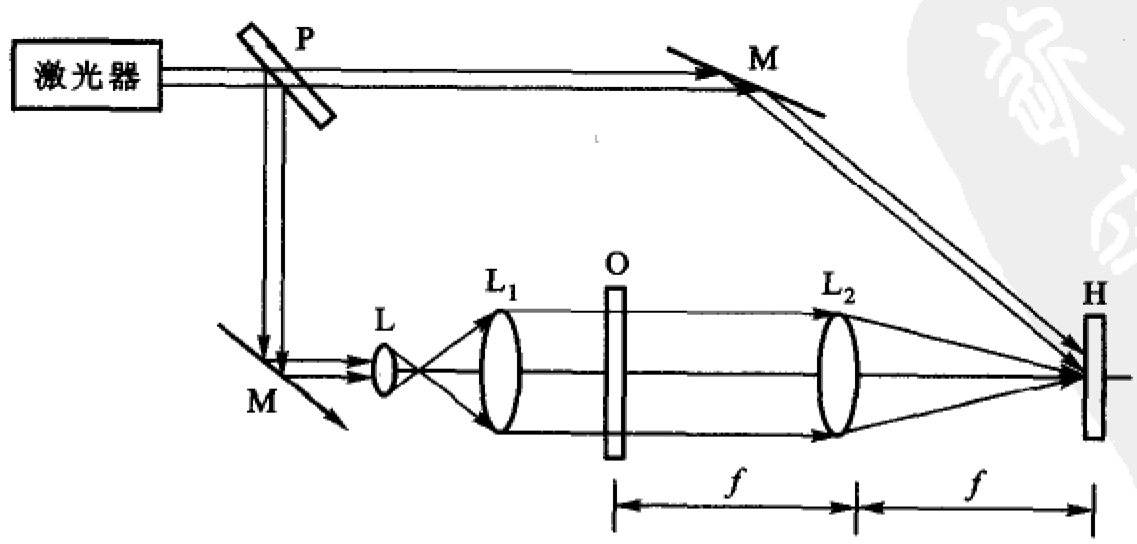


图 87－2　傅里叶变换全息图记录光路

24 mm^2 或 24 × 16 mm^2 的负片。负片的优点是黑背景，可以减少杂散光，使图像清楚。由于一张傅里叶变换全息图的直径约为 1 mm，因此，可在全息干版上制作点全息图阵列，这样的话用一块 10 × 10 cm^2 的全息干版就可以记录约 1 600多幅图像。

对于全息图阵列，如果需要快速读出，则应加一个光束偏转器 D，如图 87 －3所示。

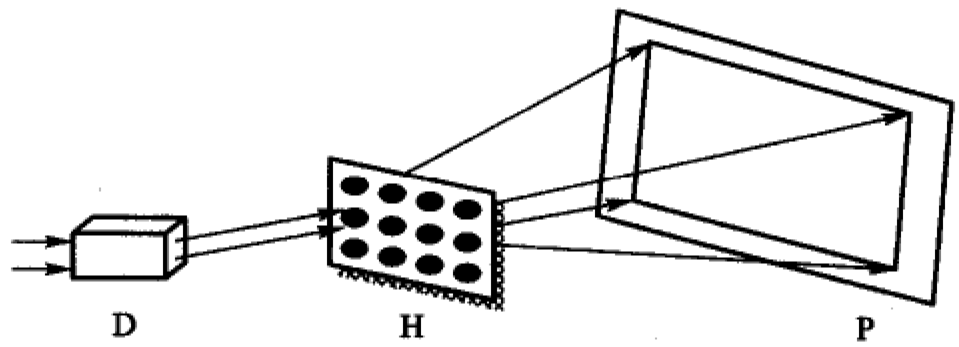


图 87 －3 傅里叶变换全息图阵列的快速读出

三 体积全息图

利用体积全息图的角度选择性，也可以作大容量信息存储。体积全息图是相对平面全息图而言，当全息干版的乳胶层厚度开始超过 1/5 的干涉条纹间距时，全息图就开始呈现体记录的性质，即干涉条纹不仅分布在乳胶层的表面，而且分布在乳胶层的内部。一全息图，当其条纹间距是 10 倍或更多倍于乳胶层厚度，其性能就为平面全息图，而当条纹间距等于或小于乳胶层厚度时，就具有体全息的性质。体全息不同于平面全息的主要特性是：(1) 再现像亮度是全息图方位的函数；(2) 在某一全息图方位只有一个像。

图 87 －4(a)为体全息记录的示意图，它表示来自单位物体点的光与来自参考点的光发生干涉，在记录介质的整个体积中形成干涉条纹。图 87 －4(b)为体全息图再现的示意图，它表示为了实现读出，要满足布拉格条件：入射角与衍射角相等，并且这两个角同时满足布拉格方程

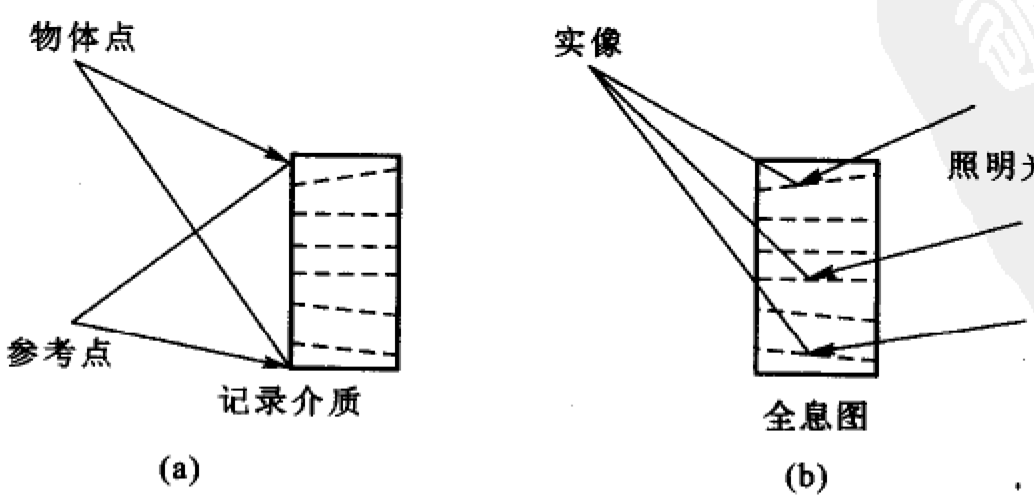


图 87 －4 体积全息图的记录与再现

$$2d\sin\varphi = \lambda \tag{1}$$

如果在两点中任一个被破坏，都将限制衍射光，得到的再现像就不如布拉格条件被满足时那样明亮。体全息图的大容量体现在：可在一块全息记录介质中记录许多张体全息图，其记录和读出光路如图 87－5 所示。记录时物光束方向不变，参考光束方向改变，从而改变参、物光束之间的夹角。在信息的输入面上，每更换一张输入页，参考光束改变一个角度，进行一次曝光，在信息输入的过程中，光波的波长不变。在再现时，每一个重叠体全息图都按布拉格条件式(1)对照明选择性地响应，因此，只有当以传播方向与原形成该全息图的参考光束相同或与原参考光束的共轭方向相同的准直光束照明时，每一个图形才以显著的衍射效率再现。当包含着全部重叠全息图的体积被一束那样的共轭参考光波照明时，就衍射出原物波的共轭波，即在原输入页的位置上产生一个与原输入页大小相同的实像。全息片本身就提供了全部成像的光学元件。

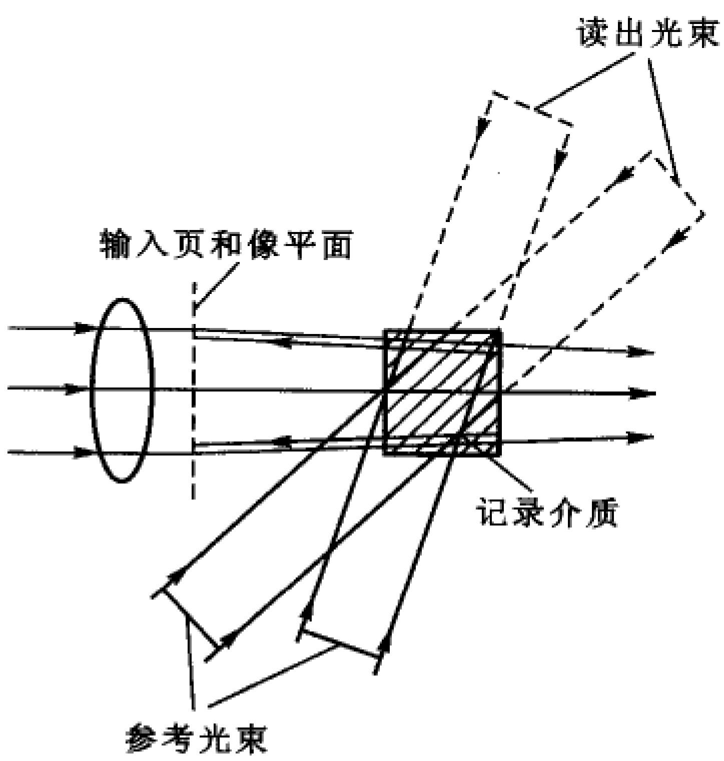


图 87－5　多重体全息图的记录和读出

随着光折变晶体研究的深入，体全息的动态存储也成为可能。在将来的光计算机中，光全息存储器将起着十分重要的作用。

参 考 文 献

［1］　于美文等编著．光学全息及信息处理．北京：国防工业出版社，1984
［2］　陈益新，徐高钺等编著．光计算．上海：上海交通大学出版社，1990

88 光纤及其应用

解希顺

一　光纤

光导纤维简称光纤。图 88－1 是光纤结构示意图,它呈同心圆柱状。在折射率为 n_1 的圆柱形纤芯外面是折射率为 $n_2(<n_1)$ 的同心圆柱包层。纤芯的作用是传导光波,包层的作用是将光波封闭在光纤中传播。纤芯折射率 n_1 为常数的光纤叫做均匀折射率光纤,其折射率分布如图 88－2(a)所示,呈阶跃型,所以均匀折射率光纤也叫阶跃折射率光纤。纤芯折射率 n_1 沿径向向外连续减小的光纤叫做非均匀折射率光纤。图 88－2(b)是非均匀折射率光纤的折射率分布图,非均匀折射率光纤也叫渐变折射率光纤。

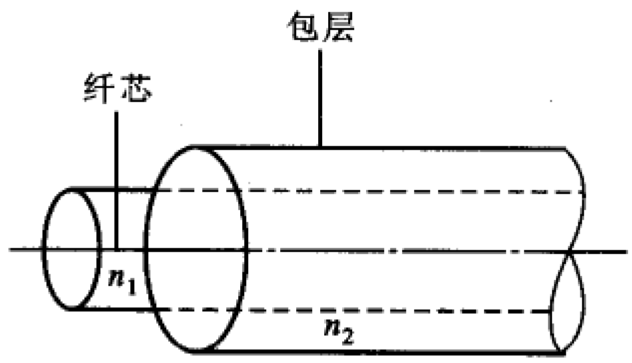


图 88－1　光纤结构示意图

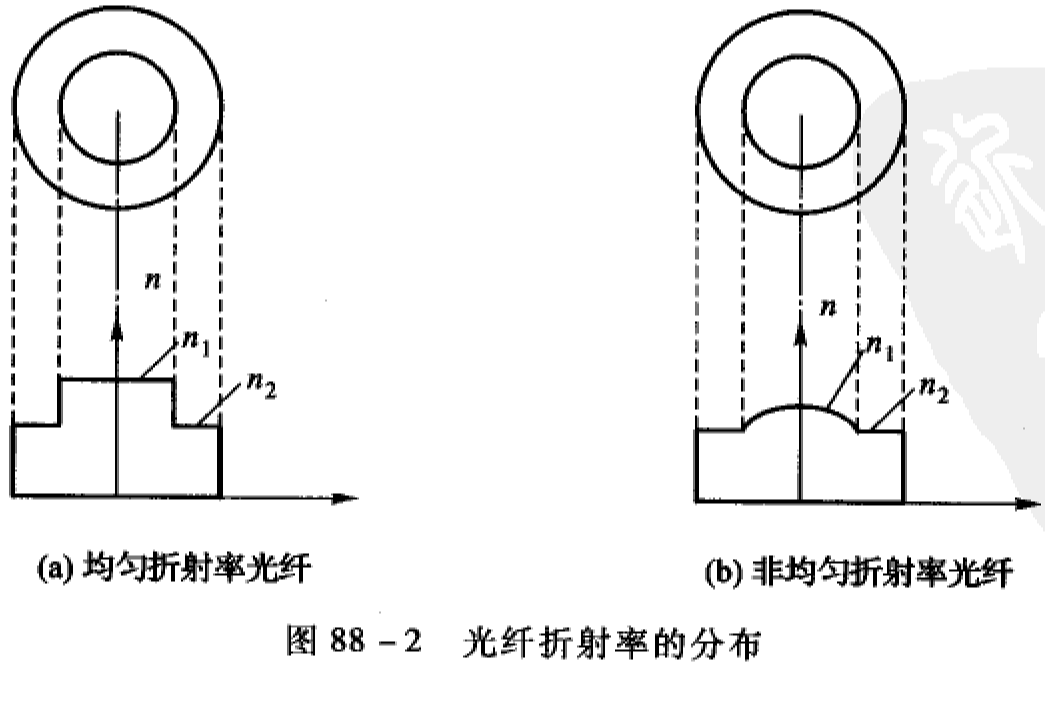
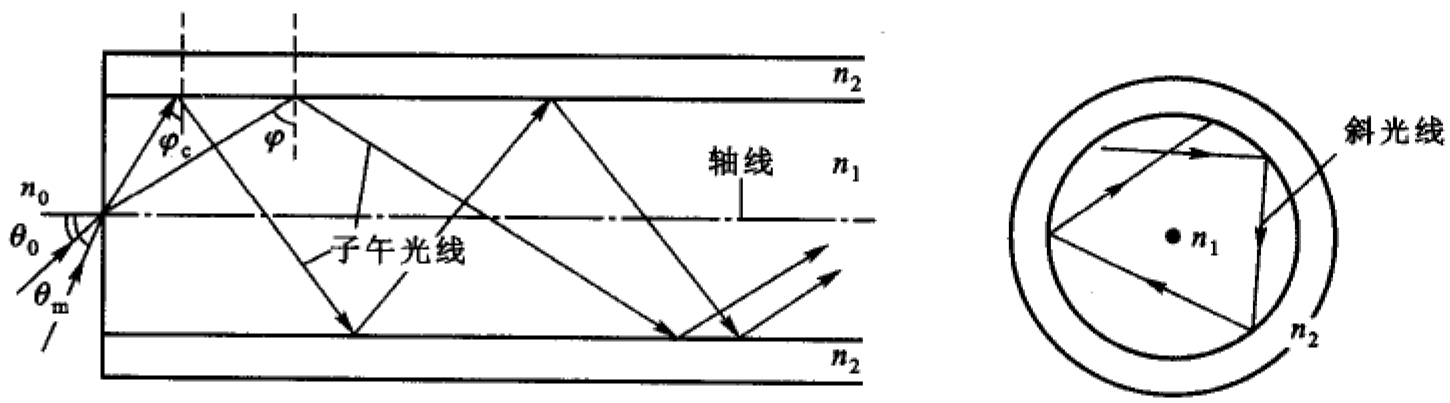


图 88－2　光纤折射率的分布

二 均匀折射率光纤导光原理

光线是怎样在光纤中传播的呢？我们首先讨论光在均匀折射率光纤中的传播情形。

在均匀折射率光纤中，光是依靠在纤芯和包层两种介质分界面上的全反射向前传播的。射入光纤的光线有两种。一种是穿过光纤纤芯轴线的光线，叫子午光线，如图 88－3(a)所示，子午光线在光纤内沿锯齿形的折线前进。另一种是斜光线，它不穿过纤芯的轴线。如图 88－3(b)所示，从光纤的端面上看，斜光线的传播轨迹呈多边形折线状。



(a) 子午光线的传播　　(b) 斜光线的传播

图 88－3　均匀折射率光纤中光线的传播

如图 88－3(a)所示，设有一束子午光线以入射角 θ_0 从空气进入折射率为 n_1 的纤芯，只有当 θ_0 小于某一数值 θ_m 时，才能使入射光线在纤芯和包层的分界面上的入射角 φ 大于全反射所需要的临界角 φ_c①。根据折射定律，在图88－3(a)中左侧端面处有：

$$n_0 \sin \theta_m = n_1 \sin\left(\frac{\pi}{2} - \varphi_c\right) \tag{1}$$

式(1)中 n_0 为空气的折射率，可取 $n_0 \approx 1$。而光在折射率 n_1、n_2 的界面上产生全反射的临界角 φ_c 需满足下列条件

$$\sin \varphi_c = \frac{n_2}{n_1} \tag{2}$$

由以上两式可得

$$\sin \theta_m = \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \tag{3}$$

---

① 当光线自光密媒质(折射率为 n_1)射至与光疏媒质(折射率 $n_2 < n_1$)的界面时，折射角随入射角的增加而增加。当入射角 φ 达到某一临界数值 φ_c 时，折射角为 90°，当 $\varphi \geqslant \varphi_c$ 时，就不再有折射光线，光线全部反射，这现象称为全反射，φ_c 称为临界角。由折射定律有，$n_1 \sin \varphi_c = n_2 \sin 90°$，由此得出临界角

$$\varphi_c = \arcsin \frac{n_2}{n_1}$$

由上述讨论可见，凡是入射角 θ_0 小于 θ_m 的子午光线，都可以在光纤中靠全反射向前传输。否则，光线将在界面上发生折射并通过包层射出，使光不能沿光纤向前传输，所以，式(3)中的 $\sin\theta_m$ 是反映光纤传光性能的一个重要参数，称之为光纤的数值孔径。

显然，数值孔径的值小于或等于1。当数值孔径等于1时，$\theta_m=90°$，这种情况下所有入射的子午光线都能在光纤内传播。因此，光纤的数值孔径表示光纤接受入射光的能力。数值孔径越大，接受光的能力越强。若将纤芯与包层的相对折射率之差用

$$\Delta=\frac{n_1-n_2}{n_1}=1-\frac{n_2}{n_1} \tag{4}$$

表示，则数值孔径可表示为

$$\sin\theta_m=n_1\sqrt{1-\left(\frac{n_2}{n_1}\right)^2}\approx n_1\sqrt{2\Delta}$$

三　光纤的传播模式

光线以某一特定角度射入光纤端面，并能在纤芯与包层的界面上形成全反射传输时，称为光的一个传输模式。若光纤的纤芯直径 d 较大，则在由数值孔径确定的入射角度范围内，可允许光以多个特定的角度①射入光纤端面，并在光纤中传播。此时，我们称光纤中有多个模式，并把这种能传输多个模式的光纤称为多模光纤。如果光纤的纤芯直径 d 很小，只允许与光纤轴方向一致的光线传播，即只允许光的一个模式沿光纤的轴线传播，我们把这一个模式称为基模，把只允许传输一个基模的光纤称为单模光纤。多模光纤的芯径 d 一般为 50 ~ 100 μm，而单模光纤的芯径 d 只有 3 ~ 10 μm。如图 88 - 4 所示，一光纤的纤芯直径为 d，折射率为 n_1，长度为 l，当光纤传播基模时，光纤的长度就是光线走过的几何路程的长度，而当光纤传播入射角度为 θ_0 的模式时，光线在光纤中走过的几何路程为

$$\begin{aligned}L&=\frac{l}{\cos\theta}=\frac{l}{\sqrt{1-\sin^2\theta}}\\&=\frac{l}{\sqrt{1-\left(\frac{n_0\sin\theta_0}{n_1}\right)^2}}=\frac{n_1 l}{\sqrt{n_1^2-n_0^2\sin^2\theta_0}}\end{aligned} \tag{5}$$

① 按照几何光学的概念，凡是在界面上满足全反射条件的光线均能在光纤中传播，但根据光的电磁理论分析表明，实际上只有某些分立的 θ 角的光线才能真正形成电磁波的传播。由光纤的 n_1、n_2、d 以及光波波长 λ，用电磁场方程及边界条件，可以解出这些分立的 θ 角，过程比较复杂。有兴趣的读者可参阅 G. 凯泽. 光纤通信原理. 北京：人民邮电出版社。

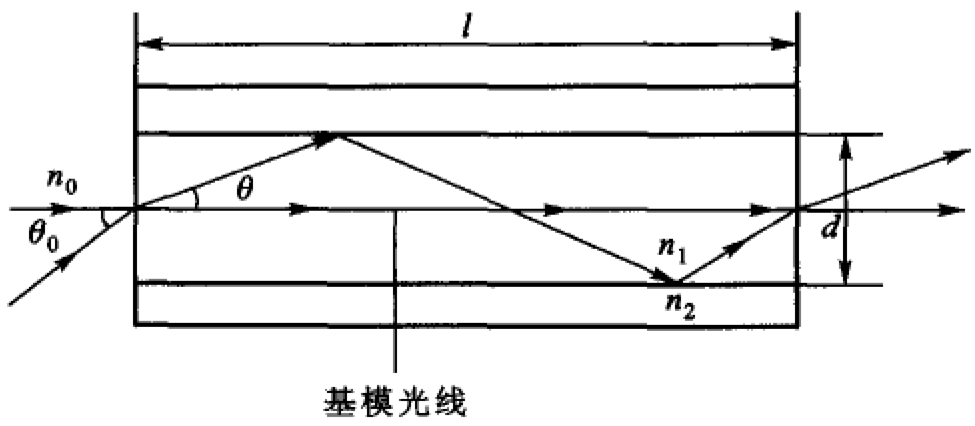


图 88－4 光在光纤中的路程和光程

相应地，光线经历的光程为

$$n_1 L = \frac{n_1^2 l}{\sqrt{n_1^2 - n_0^2 \sin^2 \theta_0}} \tag{6}$$

上面两式表明，入射角 θ_0 较大的模式经历的几何路程和光程亦较大。但几何路程和光程则均与纤芯的直径 d 无关。

四　光纤的损耗

由于光经过介质时，有一部分光被介质吸收，因此几何路程越短，光能的损失越小，所以入射角较小的光线引起的介质吸收损耗相对较小。

除了介质吸收以外，引起光纤中光能损失的原因还有很多，例如光纤纤芯对光线的各种散射损耗，弯曲的光纤产生的辐射损耗等等。为了定量地描述光纤中光能的损失情况，定义光纤的损耗为

$$\alpha = \frac{10}{l} \lg(P_i / P_0) \tag{7}$$

式中 l 为光纤长度，单位是 km，P_i 为光的输入功率，P_0 为输出功率，α 的单位是 $dB \cdot km^{-1}$。利用光纤进行长距离的传播时需要用中继器将信号放大。

五　光纤的应用

光纤在通讯、传感器等领域具有日益广泛的应用。

1970 年，第一根具有实用通讯价值的光纤由美国康宁玻璃公司率先拉制成功，其损耗为 20 $dB \cdot km^{-1}$。到 20 世纪 80 年代初，世界各地开通的光纤通信电路已达上千条。除用作电话通讯外，也用于数据传输、闭路电视、工业控制及监测以及军事目的。1988 年，第一条连结欧美大陆的海底光缆建成并投入使用。我国近年来光纤通讯也有长足的发展，已经建成的光纤干线有南沿海干线、沪宁汉干线、京汉广干线等，短距离的系统更是数目众多。

光纤通讯的迅速发展是因为它具有许多的优点。例如：通信容量大，频带宽，抗干扰性强，功耗低等等。以容量为例，传送一路电话通常需占用的频带宽度为 8 000 Hz，传送一路彩色电视节目需占用的频带宽度约为 3 MHz。如果用频率为 3 000 MHz 的微波进行传送，取其频率的 1% 作为通信带宽，仅有 30 MHz，因而只能同时传送几千门电话或几路电视节目。如果运用波长为 0.6 μm的激光在光纤中传输，由于激光的频率高达 10^8 MHz，它的 1% 就有 10^6 MHz的量级。这样的带宽是微波通信的 10^5 倍，因此可以同时传送几亿门电话或几十万路电视节目。

光纤通信系统的基本组成见图 88－5，它包括发送机、光缆、中继器和接收机。发送机主要由光源及其相关的驱动电路组成，接收机主要由光检测器、放大器和信号恢复电路组成，中继器负责放大和整形信号，而光缆作为最主要的部件之一，用于传输光信号。一根光缆中通常包括若干根像头发丝一样细的光纤和多种光纤保护层，用于远距离通讯的光缆中甚至还包含金属导线，以便用来对放大光信号的中继器供电。

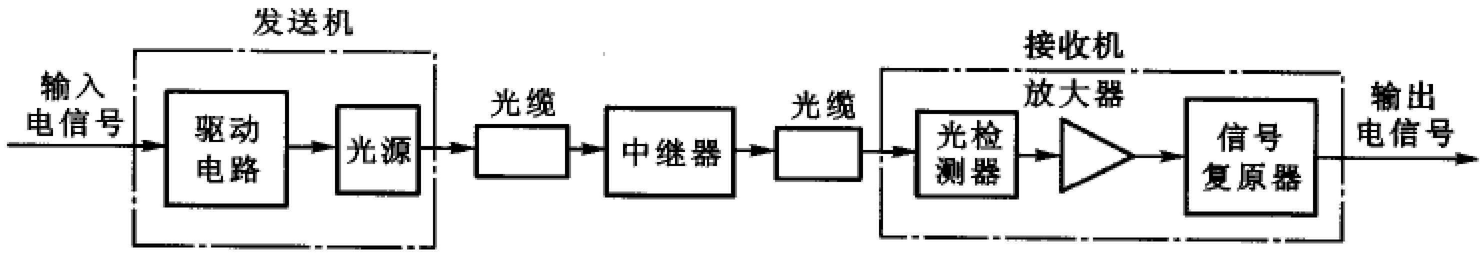


图 88－5 光纤通信系统的基本组成

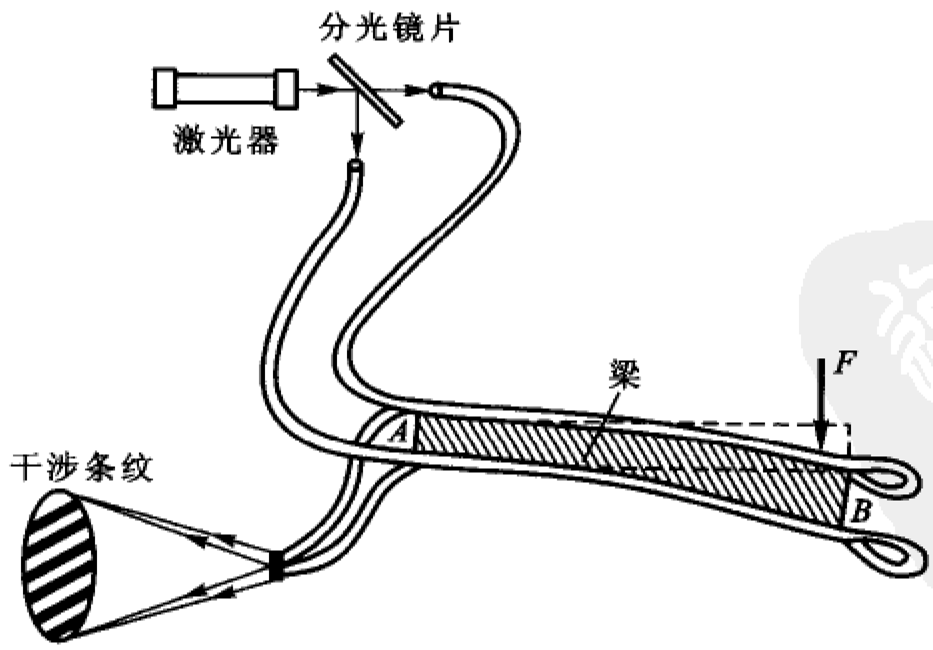


图 88－6 光纤应变传感器

光纤在工业、医疗等领域也具有多种使用价值，纤维内窥镜就是一个典型的例子。它的主体是一根自聚焦光纤或由多根光纤组成的传像束。传像束中

的光纤能够将图像分割成许多像元，并传送到光纤的另一端，再集合成像。内窥镜常被用于人体胃部、食道等内部脏器的检查，在工业上也可用于管道内部探测等方面。

除此以外，光纤作为一种传感器件，在传感器领域也有十分丰富的应用。图 88－6 是一光纤应变传感器的示意图，可利用它测量梁的弯曲等微小应变。在被测梁 *AB* 的上下两侧分别往返粘贴上光纤。激光器发射的一束光，被分光镜片分成两束后分别进入这两根光纤，会合于输出端，在显示屏上形成干涉条纹。当被测梁发生弯曲形变时，上下两根光纤中，一根伸长，一根收缩，光在光纤中传播的距离发生变化，两传输光的光程差也跟着发生变化，于是，屏上的干涉条纹位置移动。用条纹的移动数目便可量度梁的弯曲程度。这种传感器灵敏度很高。

89 光纤传感器

陈鹤鸣

光纤传感器是利用光在光纤中传播特性的变化来检测、量度它所受到的环境变化。通过被测量的变化来调制波导中的光波，使光纤中的光波参量随被测量的变化而改变，从而求得被测信号的大小。

光纤传感器与传统的各类传感器相比有许多优点，如灵敏度高、耐腐蚀、电绝缘、防爆性好、不受电磁干扰、光路可弯曲、易于与微机连接、耐高温和便于遥测等，而且结构简单、体积小、重量轻和耗电少。因此，获得了广泛的应用。

光纤传感器一般可分为两大类：一类是功能型传感器；另一类是非功能型传感器。前者利用光纤本身的特性把光纤作为敏感元件，对光纤内传输的光进行调制，使传输的光的强度、相位、频率或偏振态等特性发生变化，再通过对被调制过的信号进行解调，从而得出被测信号。这种传感器又叫传感型光纤传感器，或叫全光纤传感器；非功能型传感器是利用其它敏感元件感受被测量的变化，光纤仅作为光波的传输介质，常用来传输来自远处或难以接近场所的光信号，所以也叫传光型光纤传感器或混合型光纤传感器。

光纤传感器可以探测的参量很多，按被测对象不同可分为位移、压力、温度、速度、流量、振动、转动、加速度、弯曲、应变、磁场、电压、电流以及生物医学量、化学参量等。因此，应用范围遍布军事、民用、商业、医学及工业控制等领域。

本文仅限于介绍相位调制干涉型光纤温度传感器。

在由普通光学元件组成的光学干涉仪中，相干光在空气中传播，因空气扰动及声波的干扰，导致空气光程的变化，致使干涉仪工作不能稳定。如果利用单模光纤作为干涉仪的光路，就可排除这些影响，并能克服加长光路时对相干长度的限制。在光纤干涉技术中，是以敏感光纤作为相位调制元件，把敏感元件置于被测场中，由于被测量对敏感元件的作用，导致光纤中光波相位发生变化，该相位变化由光纤干涉仪转化为光能，最后由光电探测器检测。

相位调制干涉型光纤温度传感器就是利用温度对光纤光波的相位调制，对

温度进行检测的。

一　温度对光纤光波的相位调制

光波通过长度为 l 的光纤后，出射光的相位延迟为

$$\varphi = \frac{2\pi l}{\lambda} = knl \tag{1}$$

式中，k 为光在光纤中的传播常数，λ 为光在光纤中的波长，n 为光纤纤芯的折射率。

光纤在温度场的作用下将引起相位变化，对上式微分，得到单位长度上的相位对温度的变化率为

$$\frac{\mathrm{d}\varphi}{l\mathrm{d}T} = \frac{2\pi}{\lambda}\left(\frac{n\mathrm{d}l}{l\mathrm{d}T} + \frac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}T}\right) \tag{2}$$

上式中右边第一项表示光纤长度变化引起的相位调制，第二项表示折射率引起的相位调制。

二　干涉型马赫－泽德光纤温度传感器

马赫－泽德光纤温度传感器的结构原理如图 89－1 所示。图中，两根单模光纤中的一根作参考臂，另一根作测量臂。干涉仪工作时，由 He－Ne 激光器发出的激光束经分束器分别输入两根长度基本相同的单模光纤，参考臂置于恒温器中，它在测温过程中的光程始终保持不变，把参考臂光纤和信号臂（也称测量臂）光纤的输出端合在一起，两束光即会产生干涉，从而出现了干涉条纹，当信号臂光纤受到温度场的作用后，光纤长度、纤芯折射率发生变化，根据上面的分析，其单位长度的相位变化由式(2)所表示。在式(2)中，对 $n = 1.458$ 的单模光纤，$\frac{\mathrm{d}l}{l\mathrm{d}T}$为 $5\times10^{-7}\mathrm{K}^{-1}$，$\frac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}T}$约为 $10^{-5}\mathrm{K}^{-1}$，从中不难看出，感知温度引起的相位变化主要取决于$\frac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}T}$。将上述数据代入式(2)，则$\frac{\mathrm{d}\varphi}{l\mathrm{d}T} \approx 107\,\mathrm{rad}\cdot\mathrm{K}^{-1}\cdot\mathrm{m}^{-1}$，也就

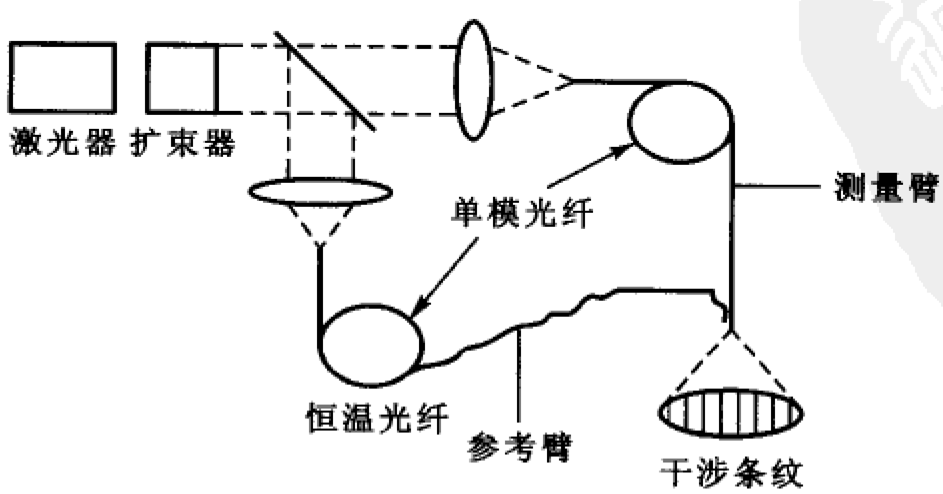


图 89－1　马赫－泽德光纤温度传感器结构原理图

是说，在1 m长的光纤上，温度每变化1 K，就有 $10^7/\pi$ 根条纹移动。干涉条纹移动的数量反映出被测温度的变化。用光探测器来接收干涉条纹的变化信息并输入到适当的数据处理器以获得待测的温度。

光纤温度传感器可用于工业过程控制中一般温度测量和科研、军事方面的高精度温度测量，干涉型马赫－泽德光纤温度传感器可使用长达几十米乃至几千米的光纤，其灵敏度比普通光学干涉仪要高得多。

参考文献

[1] 赵仲刚等编著. 光纤通信与光纤传感. 上海：上海科学技术文献出版社，1993

[2] 金篆芷，王明时主编. 现代传感技术. 北京：电子工业出版社，1995

90 模压全息及其应用

陈鹤鸣

模压全息是20世纪70年代发展起来的一项全息显示新技术，目前已在装饰、艺术、印刷、出版、灯具、防伪商标、保密标记、装潢材料、服装以及食品等行业中得到了广泛的应用。模压全息的实质是一种白光再现的全息图，本文将介绍模压全息的物理原理及其应用。

一　白光再现全息图的原理

普通全息的基本原理为，记录时利用光的干涉，再现时利用光的衍射，因此，只能用单色光再现。如果用白光照射普通全息图，每一种波长对该全息图都有一个对应的衍射图像，这些衍射图像重叠在一起无法形成清晰的再现像。为了使全息图可用白光再现，必须限制色散，限制重叠衍射图像的扩展，一般可用三种方法实现全息图的白光再现：

1. 像面全息图　即将被记录物体靠近记录介质，或利用成像系统使物体成像在记录介质附近，或者使一个全息图再现的实像靠近记录介质，都可以得到像面全息图。根据点源全息图理论[1]，当物体与记录介质之间的距离趋于零时，由再现光谱宽引起的再现像扩展也趋于零，即可用白光再现，但是像面全息的再现像立体感不强。像面全息图分为透射像面全息和反射像面全息，图90－1为反射像面全息的记录光路图。其中，K为光开关，P为分束器，M_1、M_2为全反射镜，L_0、L_1为扩束镜，L_2为准直物镜，L_3为成像物镜，H为全息干版。

2. 体积全息图①　记录时干涉条纹不仅分布在全息干版表面，而且分布在乳胶层内部，再现时相当于晶体的布拉格衍射，再现清晰的像必须满足布拉格条件，也就是说，再现时具有波长选择性和角度选择性，当用白光再现时在不同的角度可得到不同颜色的再现像。体积全息图也可分为透射体全息和反射体

① 参阅本书“87 光全息存储器”。

全息,透射体全息记录光路如本书“87 光全息存储器”中图 87－4 所示,反射体全息记录光路如图 90－2 所示,图中,K 为光开关,L_0、L_1 分别为扩束镜和准直镜,H 为全息干版,记录时乳胶面应对着物体,物体与全息干版应尽量靠近。再现时,若照明光与参考光方向相同,则反射光与物光传播方向相同,再现出物体的一个虚像。再现像的光波波长与记录时一样,照明白光中其余波长的光不满足布拉格条件,只能透过乳胶或被部分吸收。在实际显影和定影过程中乳胶会发生收缩,再现像的色彩会向短波方向移动。

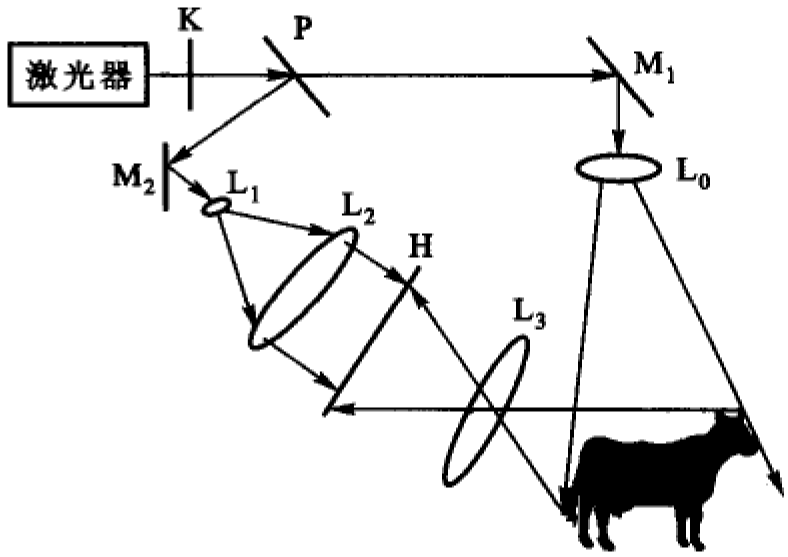


图 90－1 反射像面全息图记录光路图

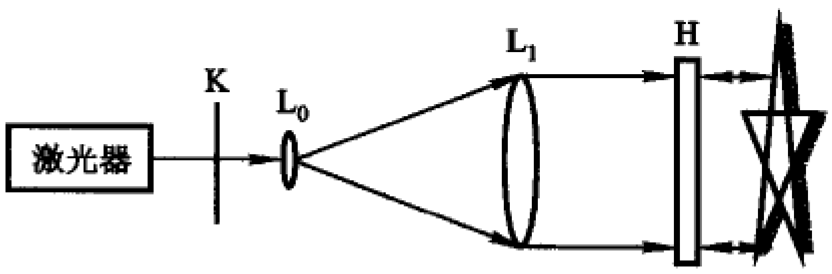


图 90－2 反射体全息图记录光路

3. 彩虹全息图 彩虹全息和像面全息一样,也可以用白光再现。不同的是,像面全息的记录要求成像光束的像面与记录干版的距离非常小,而彩虹全息没有这种限制。彩虹全息是利用记录时在光路的适当位置加狭缝,再现时同时再现狭缝像,观察再现像时将受到狭缝再现像的限制。当用白光照明再现时,对不同颜色的光,狭缝和物体的再现像位置不同,在不同位置将看到不同颜色的像,颜色的排列顺序与波长顺序相同,犹如彩虹一样,因此这种全息技术称为彩虹全息。彩虹全息分为二步彩虹全息和一步彩虹全息,图 90－3 所示为一步彩虹全息图的记录光路,它与像面全息图的记录基本相同,不同之处是:在成像物镜 L_2 与物体之间放置一个狭缝 S,通过成像物镜 L_2 使物体和狭缝分别成像,使全息干版位于两个像之间的适当位置,一步彩虹全息的优点是操作简单、

散斑噪声小,但视场受透镜大小的限制。二步彩虹全息包括二次全息记录过程,首先要记录一张菲涅耳全息图,然后用该全息图的再现实像作为第二次记录时的物体,第二次记录时放置狭缝。二步彩虹全息的优点是视场大,但由于需要二次曝光,操作复杂,散斑噪声大,因此直接应用有困难。

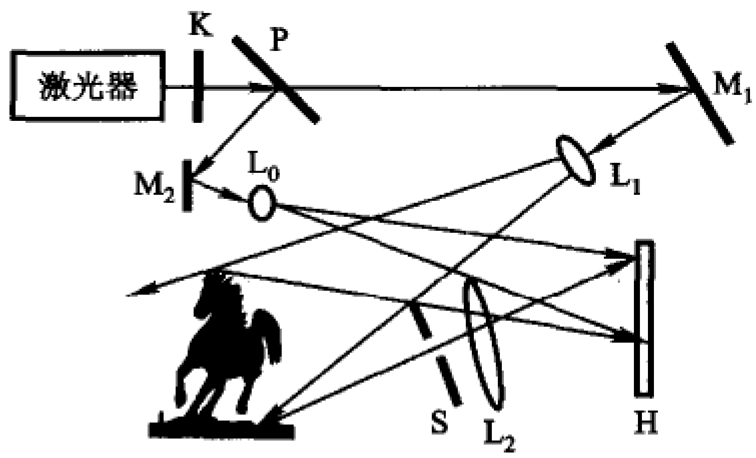


图 90－3　一步彩虹全息的记录

二　模压全息的制作

模压全息图的制作过程可分为三个阶段:激光摄制、电成型和模压,下面作一简单介绍。

1. 激光摄制

利用上面介绍的方法摄制白光再现全息图,如果记录一般的平面照片可用像面全息,如果需要立体显示,则可采用彩虹全息图。

2. 电成型

电成型也称为电铸。目的是将全息干版上的全息图(即干涉条纹)"转移"到金属镍板上,以便在模压机上作为"压印模板",对热塑性塑料薄膜进行大批量的复制。其主要过程为:对全息干版进行清洗、活化,然后对它进行化学电镀,使其表面生成一层 Ni 金属原子,用去离子水冲洗,并放入电铸槽电铸,进一步生成镍板,最后将镍板从干版上剥离下来进行纯化处理,这样得到作为模压用的"模板"。

3. 模压

模压也称压印法,即在一定的压力和温度下,利用专用模压机将镍板上的全息干涉条纹印刷到热塑性塑料薄膜上。对于不干胶模压全息图一般有两种方法,一种方法是利用透明的 PVC 膜压印,然后进行镀铝;另一种方法是直接利用镀铝的 PVC 薄膜压印,最后涂上不干胶,切割即成产品。

三　模压全息的应用

模压全息自它问世以来,取得了广泛的应用,在许多方面显示了独特的魅

力，除了作为装潢印刷应用于贺卡、艺术图片、邮件、广告、产品说明书以及书籍、杂志、高级笔记本封面等方面外，其最重要、最成功的应用是在防伪领域。目前包括我国在内的许多国家已在信用卡、身份证、护照、纸币、商标、商品包装及政府重要文件上，用模压全息图作为防伪标识，其中作为防伪商标使用最为广泛，如药品商标、名酒商标、计算机商标以及服装商标等随处可见。

模压全息的另一个应用领域是反光材料，它以各种绚丽多彩、变幻无穷的色彩取胜于平淡的铝箔包装材料。国际市场上已出现这种类型的礼品盒、食品袋等；这种材料用于服装上，可使表演艺术家更增添魅力；用于某种食品，可使该食品更招人喜爱。此外，这种模压全息技术也已用于建筑行业，如瓷砖、贴木等建筑装潢材料上。

参考文献

[1]　于美文等编著. 光学全息及信息处理. 北京:国防工业出版社,1984
[2]　刘宁,刘祥国. 发展中的模压全息显示技术. 大学物理. 1992(1)

91 相衬显微镜

周学敏　杨　慧　马丽芹

相衬显微镜最早实现了光学信息处理的实际应用，其工作原理已进入到成像系统的光学传递函数分析和光学信息处理的阵地。在大学物理的教学中引入这一内容，无疑对工科大学生提高学习兴趣、拓宽知识面和激发探索热情都具有重要意义。

一　相位物体和相幅转换

人眼能够感受和辨别物体光强度的差别，不能感受和辨别物体相位的差别。因此，当一个物体透射或反射的光强度（振幅）不同于周围介质时，人们可以发现这个物体的存在，这类物体称为振幅物体。还有一类物体在生物学、晶体学、高聚物或其它领域中常遇到，如生物切片、油膜、热塑、声光偏转池和相位光栅等，它们不改变入射光波的振幅，只改变入射光波的相位，我们称这类物体为相位物体或相物体。这些物体的结构人眼无法直接观察，而正是这些相位分布反映着相物体的内部结构和组成的某些特性。因此，需要将这些相位分布转换为振幅分布，使用能够把相位转换为振幅的滤波器－相位滤波器来实现相位－振幅转换，简称为相幅转换，从而使对相物体的观察成为可能，相衬显微镜就是基于这一原理。

二　相位滤波原理

1. 阿贝理论

用显微镜观察的物体，一般是不发光的，必须借助于辅助系统来照明。相干照明是把从物体发出的光作为完全相干光来处理，如一个结构比较简单的薄物体，用足够小的光源通过一个低孔径聚光器来照明的情况就近似如此。阿贝首先引用了傅里叶变换、频谱和二次衍射成像的概念，给出了相干照明的成像理论。按阿贝理论[1]，相干照明时物体相当于一个包含一系列空间频率的衍射光栅，通过透镜成像的过程分两步：第一步入射光平行通过物体时发生夫琅和

费衍射，在物透镜的后焦平面上形成衍射图样——傅里叶频谱图。第二步后焦平面上每一点看作是相干的次波源，它们发出的光波在像平面上相干叠加而形成物体的像。可见成像过程经过两次衍射；物平面的衍射和孔径光栏的限制产生的衍射，两次衍射过程就是两次傅里叶变换过程。要得到与物体完全相似的像，就要求物平面上的所有频谱都参与成像，实际上由于物镜的孔径是有限的，只允许某些空间频率的光信息通过，从而改变了像的质量。因此，人们可以通过放在后焦平面上不同结构的光阑——空间滤波器，来获得人们特别感兴趣的光学信息，如低通滤波器获取低频信息等。

2. Zernike 相衬法

相衬显微镜采用 Zernike 提出的相衬法，使用相位型空间滤波器来改变物信息的相位频谱，让零级频谱的振幅适当衰减，同时使高级频谱产生 $\pi/2$ 的相位移动，从而改变像平面上的复振幅分布，实现相物体的强度显示。这种相位滤波器叫相板，是用透明材料做成的薄板。如在玻璃片上蒸镀一层一定厚度的合适介质，介质的折射率为 n，厚度为 d，使其光学厚度 $nd=\dfrac{\lambda}{4}$，则透射光零级相移 $\delta=2\pi\dfrac{nd}{\lambda}=\dfrac{\pi}{2}$。设物平面透射光的复振幅分布为[2]

$$\widetilde{U}_0(x,y) = A_1 e^{i\varphi(x,y)} \tag{1}$$

A_1 为实振幅，$e^{i\varphi(x,y)}$ 为透射率函数（透射光与入射光之比）。将 $\widetilde{U}_0(x,y)$ 展开

$$\widetilde{U}_0(x,y) = A_1\left[1 + i\varphi - \frac{1}{2!}\varphi^2 - \frac{i}{3!}\varphi^3 + \cdots\right] \tag{2}$$

第一项代表沿光轴传播的平面衍射波，在焦平面上形成零级衍射斑，其它频谱弥漫在焦平面上各处。加入相板后，零级相移 δ，第一项变为 $A_1e^{i\delta}$，像平面复振幅分布为

$$\begin{aligned}\widetilde{U}_1(x',y') &= A_1\left[e^{i\delta} + i\varphi - \frac{1}{2!}\varphi^2 - \frac{i}{3!}\varphi^3 + \cdots\right]\\ &= A_1\left[(e^{i\delta}-1) + \left(1 + i\varphi - \frac{1}{2!}\varphi^2 - \frac{i}{3!}\varphi^3 + \cdots\right)\right]\\ &= A_1\left[e^{i\delta} - 1 + e^{i\varphi(x',y')}\right]\end{aligned} \tag{3}$$

光强分布为

$$\begin{aligned}I(x',y') &= \widetilde{U}_1 \cdot \widetilde{U}_1^* = A_1^2(e^{i\delta} - 1 + e^{i\varphi})(e^{-i\delta} - 1 + e^{-i\varphi})\\ &= A_1^2[3 + 2(\sin\delta\sin\varphi + \cos\delta\cos\varphi - \cos\varphi - \cos\delta)]\end{aligned} \tag{4}$$

显然此时像平面不再是均匀照明，出现了与物的相位信息相关的光强分布。在 $\varphi \ll 1$ 的情况下，$\cos\varphi \approx 1$，$\sin\varphi \approx \varphi$ 则上式简化为

$$I(x',y') = A_1^2[1 + (2\sin\delta)\varphi] \tag{5}$$

此时像平面上的强度分布与样品的相位信息成线性关系，出现亮暗起伏（有反衬）的图像。

3. 光路图

图 91－1 是一种常见的相衬显微镜光路图[3]。图中两个光阑，一个位于聚光镜 L_2 的前焦平面上环形光阑 D_1，一个是在物镜 L_3 后焦平面上的环形相板 D_2. 光源 S 发出的光经聚光镜 L_1 成像于光阑 D_1 上，透过环形孔的光经聚光镜 L_2 变成倾斜的平行光照明相物体 I（样品）。通过相板 D_2 的环形部分（镀有一定厚度薄膜）是直射光即零级频谱，产生一定振幅的透射率和 $\pi/2$ 的相移，经过相物体的衍射光，即其它高级次频谱则从相板上未镀膜的地方透过。这样在像平面 I′上得到与物体相位分布成线性关系的光强分布。

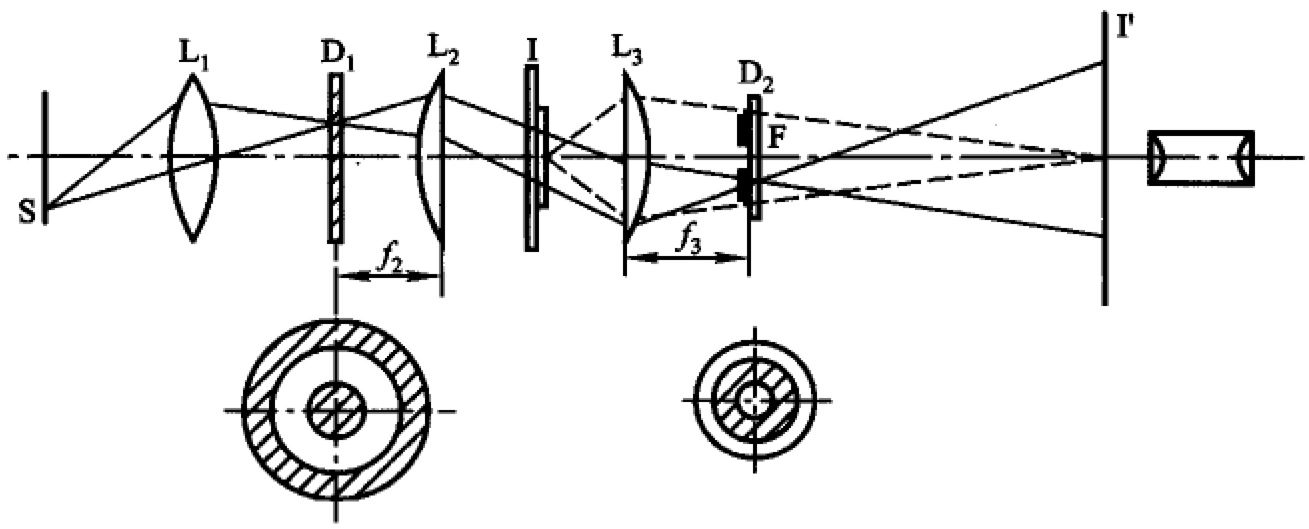


图 91－1　相衬显微镜光路图

三　应用举例

相衬显微镜常用于生物学、晶体学中研究相物体的结构，在高分子材料结构性能的研究中也常用它观察聚合物共混体的形态结构。

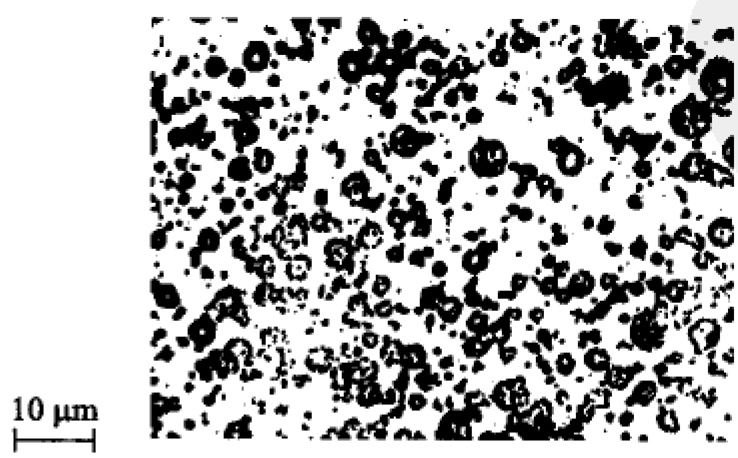


图 91－2　相衬显微镜观察到的 HIPS 的形态结构

聚合物是工农业生产和人民生活中不可缺少的重要材料，随着现代科学技术的发展，对聚合物材料提出了更高的要求，如既耐高温又易加工成型，既有韧性又有较高硬度，性能良好价格低廉等。人们为获得综合性能优异的聚合物材料，除继续研制合成新型聚合物外，采用几种聚合物共混改性已成为发展聚合物材料的有效途径。在对聚合物共混体系的性能进行分析时，形态结构的测定十分重要，当聚合物共混物的相畴较大时，可采用相衬显微镜进行显微分析[4]。将聚合物共混体制成样品薄片作为观察的相物体，由于共混物中两相组分的折光率不同，在显微镜目镜中可观察到光强度的差别。明暗不同的部分显示了共混物的形态结构及相畴尺寸。图 91－2 给出的是用相衬显微镜直接观察高抗冲聚苯乙烯（HIPS）中橡胶颗粒的形态和尺寸，由此可判断两相聚合物之间的相溶性及其分散状态。

参 考 文 献

[1] 张三慧，史田兰. 光学. 近代物理. 北京：清华大学出版社，1991
[2] 赵凯华，钟锡华. 光学. 北京：北京大学出版社，1984
[3] 梁铨廷. 物理光学. 北京：机械工业出版社，1980
[4] 吴培熙，张留城. 聚合物共混改性. 北京：中国轻工业出版社，1996

92 放射性衰变规律在地质年代学中的应用

于尊湧

一 引言

关于地球年龄的估算是自古以来的一个难题。直到18、19世纪，随着科学技术的发展，人们才试图用科学的方法测定地球的年龄。但是，各种方法都失败了。只有在发现了放射性衰变规律之后，人们才成功地测定了地球的年龄。目前，人们已经可以肯定地说：地球年龄至少为46亿年。

二 放射性衰变规律

众所周知，所谓放射性就是不稳定的原子核自发地放出α、β、γ等射线的现象。具有放射性的核称为放射性核素。目前已发现的核素超过1 900种，其中放射性核素就有1 600余种。实践表明，放射性核素按照一定的统计规律进行衰变。这种衰变不受外界的温度、压力以及原子所处的化学状态等因素的影响。

对某一种放射性核素，其衰变遵循如下基本关系

$$N_t = N_0 e^{-\lambda t} \tag{1}$$

其中，N_0 是 $t=0$ 时，放射性原子核的个数；N_t 是在 t 时刻余下的尚未衰变的放射性原子核的数目。λ 是衰变常数。其物理意义是：每个原子核在单位时间内衰变的概率。为了使用方便，人们把放射性原子核的数目减少到原来一半时所用的时间，称为半衰期，记作 $T_{1/2}$。则

$$\frac{N_t}{N_0} = \frac{1}{2} = e^{-\lambda T_{1/2}}$$

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} \approx \frac{0.693}{\lambda} \tag{2}$$

半衰期是可以直接测量的。测得 $T_{1/2}$ 后，利用式(2)可求出 λ。人们根据放射性衰变规律，用测定某种放射性核素的含量和其衰变的最终产物的含量的

方法来测定岩石的形成年代，从而推断地球的年龄。目前用来测定地质年龄的主要方法有：钾－氩(K－Ar)法、铷－锶(Rb－Sr)法、铀－铅(U－Pb)法和钍－铅(Th－Pb)法等。下面将就常用的几种作详细说明。

三　钾－氩(K－Ar)法

钾有三种天然同位素，即$^{39}_{19}$K(93.083%)、$^{40}_{19}$K(0.012%)和$^{41}_{19}$K(6.905%)。其中$^{40}_{19}$K是放射性核素。$^{40}_{19}$K有两种衰变方式：89.33%的$^{40}_{19}$K经β^-衰变生成$^{40}_{20}$Ca，10.67%的$^{40}_{19}$K经轨道电子俘获变成$^{40}_{18}$Ar。$^{40}_{19}$K的半衰期$T_{1/2}=1.26\times10^9$ a(年)。

设岩石生成时不含$^{40}_{18}$Ar，而$^{40}_{19}$K的原子数目为$N_0(\mathrm{K})$经过时间t后，测得$^{40}_{19}$K、$^{40}_{20}$Ca和$^{40}_{18}$Ar的原子数目分别为$N_t(\mathrm{K})$、$N_t(\mathrm{Ca})$和$N_t(\mathrm{Ar})$，则

$$N_t(\mathrm{K}) = N_0(\mathrm{K})e^{-\lambda t} \tag{3}$$

$$N_0(\mathrm{K}) = N_t(\mathrm{K}) + N_t(\mathrm{Ca}) + N_t(\mathrm{Ar}) \tag{4}$$

由式(3)和式(4)可求出

$$t = \frac{1}{\lambda}\ln\left[1 + \frac{N_t(\mathrm{Ar})}{N_t(\mathrm{K})}\left(\frac{1+R}{R}\right)\right] \tag{5}$$

其中，$R=\dfrac{N_t(\mathrm{Ar})}{N_t(\mathrm{Ca})}=\dfrac{10.67\%}{89.33\%}=0.1194$。

假设，化学分析表明，某钾矿石中，$^{40}_{18}$Ar和$^{40}_{19}$K的含量比为0.856，并假定矿石形成时不含$^{40}_{18}$Ar，则很容易求得该矿石的年龄

$$\begin{aligned} t &= \frac{1}{\lambda}\ln\left[1 + \frac{N_t(\mathrm{Ar})}{N_t(\mathrm{K})}\left(\frac{1+R}{R}\right)\right] \\ &= \frac{T_{1/2}}{0.693}\ln\left[1 + \frac{N_t(\mathrm{Ar})}{N_t(\mathrm{K})}\left(\frac{1+R}{R}\right)\right] \\ &= \frac{1.26\times10^9\ \mathrm{a}}{0.693}\ln\left[1 + 0.856\times\left(\frac{1+0.1194}{0.1194}\right)\right] \\ &= 4.00\times10^9\ \mathrm{a} \end{aligned}$$

钾－氩法是目前地质实验室中测定矿石年龄的常规方法。必须指出，这种方法亦有其局限性。其一是，此法只适用于含钾矿石，而且只有在其中氩未逃逸时才能测量准确。其二是，当矿石年龄小于50万年时，测量误差较大。

四　铷－锶(Rb－Sr)法

这种方法的依据是天然存在的$^{87}_{37}$Rb经β^-衰变而生成$^{87}_{38}$Sr，半衰期$T_{1/2}=4.7\times10^{10}$ a。根据放射性衰变规律，并采用上述表示法，有

$$N_t(\mathrm{Rb}) = N_0(\mathrm{Rb})\mathrm{e}^{-\lambda t} \tag{6}$$

$$N_0(\mathrm{Rb}) = N_t(\mathrm{Rb}) + N_t(\mathrm{Sr}) \tag{7}$$

由式(6)和式(7)可得

$$t = \frac{1}{\lambda}\ln\left[1 + \frac{N_t(\mathrm{Sr})}{N_t(\mathrm{Rb})}\right]$$

$$= \frac{T_{1/2}}{0.693}\ln\left[1 + \frac{N_t(\mathrm{Sr})}{N_t(\mathrm{Rb})}\right] \tag{8}$$

只要求出矿石样品中$^{87}_{38}\mathrm{Sr}$和$^{87}_{37}\mathrm{Rb}$的含量比,就可以求出矿石的年龄了。铷-锶法也是地质实验室中一种常用的方法。但是,如果矿石形成后长期受热或被水淋溶,则不宜用此法测量,否则将会产生很大的误差。

五 铀-铅(U-Pb)法

目前已知铀大约有15种同位素,它们都是不稳定核素。天然铀主要由$^{238}_{92}\mathrm{U}$(99.27%)和$^{235}_{92}\mathrm{U}$(0.715%)组成。测定地质年代只用这两种核素。其衰变过程大致为

$$^{238}_{92}\mathrm{U} \xrightarrow[T_{1/2}=4.51\times10^9\ \mathrm{a}]{\alpha} {}^{234}_{90}\mathrm{Th} \longrightarrow \text{再经 13 次衰变} \rightarrow {}^{206}_{82}\mathrm{Pb}$$

$$^{235}_{92}\mathrm{U} \xrightarrow[T_{1/2}=7.13\times10^8\ \mathrm{a}]{\alpha} {}^{231}_{90}\mathrm{Th} \longrightarrow \text{再经 10 次衰变} \rightarrow {}^{207}_{82}\mathrm{Pb}$$

假设矿石形成时,只含铀而不含铅。那么,可以很简单地求出矿石的年龄。

例如,测得某矿石样品中含$^{238}_{92}\mathrm{U}$为0.5 mg,含$^{206}_{82}\mathrm{Pb}$为0.073 mg。可根据下列的放射性衰变规律求矿石年龄,即

$$N_t(^{238}\mathrm{U}) = N_0(^{238}\mathrm{U})\mathrm{e}^{-\lambda t} \tag{9}$$

$$N_t(^{206}\mathrm{Pb}) = N_0(^{238}\mathrm{U}) - N_t(^{238}\mathrm{U}) - \sum N_f \tag{10}$$

式中,$\sum N_f$为所有在$^{238}\mathrm{U}$衰变过程中生成的放射性子体核数目的总和。由于它们的半衰期与矿石的年龄相比都短得多,因而$\sum N_f \ll N_t(^{216}\mathrm{Pb})$。式(10)中的$\sum N_f$项可略去,则有

$$N_t(^{206}\mathrm{Pb}) = N_0(^{238}\mathrm{U}) - N_t(^{238}\mathrm{U}) \tag{11}$$

由式(9)和式(11)可得

$$t = \frac{1}{\lambda}\ln\left[1 + \frac{N_t(^{206}\mathrm{Pb})}{N_t(^{238}\mathrm{U})}\right]$$

$$= \frac{T_{1/2}}{0.693}\ln\left[1 + \frac{N_t(^{206}\mathrm{Pb})}{N_t(^{238}\mathrm{U})}\right] \tag{12}$$

根据已知条件可得

$$N_t(^{206}\mathrm{Pb}) = \frac{0.073\times10^{-3}}{206}N_A$$

$$N_t(^{238}\mathrm{U}) = \frac{0.5\times10^{-3}}{238}N_A$$

其中，N_A 是阿伏伽德罗常数。又知 $T_{1/2}=4.51\times10^9$ a，则有

$$t = \frac{4.51\times10^9\ \mathrm{a}}{0.693}\ln\left[1+\frac{0.073\times10^{-3}\times238}{0.5\times10^{-3}\times206}\right]$$

$$= 1.04\times10^9\ \mathrm{a}$$

由于实际上矿石中的铅往往是天然存在的铅与放射性衰变产生的铅的混合物，这就使问题复杂化了。但是，人们还是设法用铀－铅法成功地测出了矿石的年龄。

天然铅是由^{204}Pb（少于1.5%）、^{206}Pb、^{207}Pb 和^{208}Pb 混合而成的。其中^{204}Pb 是在铅形成时就固有存在的，不能由放射性衰变而产生；而其它三种核素均可由衰变而产生。因此，若矿石内含有铀就必定也含有铅，而且铅中的各种同位素的比例也随矿石生成年代不同而变化。以^{206}Pb 为例，根据衰变规律，有

$$N_t(^{238}\mathrm{U}) = N_0(^{238}\mathrm{U})e^{-\lambda t} \tag{13}$$

$$N_t(^{206}\mathrm{Pb})_{衰变产生的} = N_0(^{238}\mathrm{U}) - N_t(^{238}\mathrm{U}) = N_t(^{238}\mathrm{U})(e^{\lambda t}-1) \tag{14}$$

$$N_t(^{206}\mathrm{Pb})_{测定的} = N_0(^{206}\mathrm{Pb})_{原来的} + N_t(^{206}\mathrm{Pb})_{衰变产生的} = N_0(^{206}\mathrm{Pb})_{原来的} + N_t(^{238}\mathrm{U})(e^{\lambda t}-1) \tag{15}$$

由于 $N(^{204}\mathrm{Pb})$ 为不变量，可用来作参考量，式（15）两边同时除以 $N(^{204}\mathrm{Pb})$，得

$$\left[\frac{N_t(^{206}\mathrm{Pb})}{N(^{204}\mathrm{Pb})}\right]_{测定的} = \left[\frac{N_0(^{206}\mathrm{Pb})}{N(^{204}\mathrm{Pb})}\right]_{原来的} + \left[\frac{N_t(^{238}\mathrm{U})}{N(^{204}\mathrm{Pb})}\right]_{测定的}(e^{\lambda t}-1) \tag{16}$$

显然，如果知道了原始铅中^{206}Pb 与^{204}Pb 含量之比，只要测定样品中现在^{206}Pb和^{204}Pb 含量之比和^{238}U 与^{204}Pb 含量之比就可以求出矿石的年龄了。但是，原始铅中^{206}Pb 与^{204}Pb 之含量比难以直接求得，人们只好用其它方法得到这个比值，再用铀－铅法求矿石年龄。

早期，人们用分析多种不同年龄岩石中铅的同位素含量的相对比值，找出其随岩石年龄变化的规律，用外推法求出原始铅中各同位素与^{204}Pb 的含量比。

近年来，人们对地球、月球和陨石等天体的研究表明，它们的年龄都是$(4.5\sim4.6)\times10^9$ a。也就是说，整个太阳系是同时形成的。人们还发现，一些陨石中不含铀和钍而含铅，这些铅也是由与地球上铅相同的同位素组成的，只是各同位素的相对比例与地球上铅中比例不同而已。因此，有理由假定，这种陨石中铅的各种同位素的比例与地球形成时原始铅中各同位素的比例相同。

用这个数据去求岩石的年龄，得到的结果与早期人们求得岩石的年龄几乎完全相同。

用铀－铅法测定地质年龄的一个好处是，用同一个样品通过测定^{235}U、^{238}U、^{204}Pb、^{206}Pb和^{207}Pb的含量就可以完全独立地得到该种矿石的两个年龄。它们之间可以互相核对，如果两个年龄是一致的，那么就可以认为测量结果是可靠的。

用这种方法进行的大量测量表明：目前已知的地球上最古老的岩石是格陵兰岛西部的片磨岩，其年龄约为40亿年。总而言之，用放射性衰变的规律确定地质年代的方法已经成为地质实验室中测定矿石年龄的常规方法。它已经成为解决一系列地质理论和实际问题的基本手段之一。并且这种方法也正在成为研究天体史、地球史和生物史的重要武器。

参考文献

[1] S. L. Miller, L. E. Orgel. The Origins of Life on the Earth. Prenticl – Hall Inc. Englewood Cliffs. New Jersey, 1974

[2] F. J. Sawkins, C. G. Chase, D. G Darby. The Evolving Earth. Macmillan Publishing Co. Inc, 1978

[3] 张炜明等编著. 稳定核素的应用. 北京：科学出版社，1983

93 红外技术的物理基础及其军事应用

张欣卉　方延平

红外技术在二战期间兴起并首次用于军事，战后，美、英、法等国先后开始红外军事应用研究，其中美国一直居领先地位。20 世纪 60 年代美国研制出机载红外前视系统并在越南战场上大量使用。20 世纪 70 年代以来，英、法、西德等国相继用红外前视系统装备陆海空三军。CCD 器件出现后，人们开始研制第二、三代红外前视系统。至今，红外技术的应用已成为一个国家军事装备现代化的重要标志之一。

一　物理基础

红外技术的发展以红外线的物理特性为基础。红外线是由于物质内部带电微粒的能量发生变化而产生的。它是一种电磁波，处于可见光谱红光之外，突出特点是热作用显著。红外线的波长介于可见光与无线电波之间，从 0.76 ~ 1 000 μm，可分为四个波段：近红外（0.75 ~ 3 μm）、中红外（3 ~ 6 μm）、远红外（6 ~ 15 μm）和极远红外（15 ~ 1 000 μm）。红外线具有以下特性：

（1）红外光电效应

红外线光子的能量低于可见光光子，它能对一些较活泼的金属产生光电效应（即红外光电效应），红外光电效应是红外技术得到应用的关键。通过红外光电效应可把红外光转换成电信号，经放大后，作用到荧光屏上，再把电信号转换成可见光，使人眼看得见红外线照射的物体。

（2）红外辐射

自然界的一切物体都是红外辐射源，物体温度不同，辐射的红外线波长就不同，温度越高波长越短，并且产生的红外线越多。这种红外辐射的普遍性和差异性正是红外技术有着广泛应用的根本原因。根据辐射特性，知道了军事目标的温度范围，就可求出其辐射红外波长的范围，选用相应的红外探测器，可探测目标与景物的红外辐射差异。这种差异体现了目标与景物的温度分布，故所

形成的图像叫热图像，热图像通过红外光－电－可见光的转换，成为可见光图像，即可从复杂的背景里识别目标。

（3）红外反射

目标和环境对可见光的反射差异不大，但在近红外区对红外线的反射差异很大，故用近红外线比可见光更易识别目标。军事上利用目标和景物对红外线的不同成像，经转换获得可见光图像以发现识别目标；在反红外伪装时，既要考虑颜色的近似感，同时还需要注意它们对红外线的反射情况。

（4）大气传输特性

大气中的二氧化碳、水蒸气、臭氧等对各种波长的红外线有着不同程度的吸收。有些波段的红外线被吸收得多，不易透过大气传播；有些被吸收得少，容易透过大气。这些能透过或能较多透过大气的红外波段称“大气窗口”，红外线有三个大气窗口：0.76～2.5 μm、3～5 μm、8～14 μm。战争中主要军事目标辐射的红外线大都在窗口内：导弹辐射的红外线波段是1～3 μm，处于第一窗口；喷气飞机辐射的红外波段是3～4 μm，坦克发动机辐射的红外线约5 μm，均位于第二窗口；装备、工厂、人员等地面和水上目标辐射8～14 μm的红外线，处在第三窗口。故第一窗口的红外装置可用于侦察导弹，第二窗口可用于制导、侦察和跟踪；第三窗口可用于观察地面和水上的一般军事目标。除吸收效应外，红外线在大气中传播时，还会被尘埃、雾滴等散射，在传播方向上不断衰减。散射效应对近红外线影响较大，对中、远红外影响较小，故中远红外线适于全天候和远距离的传输（见图93－1）。

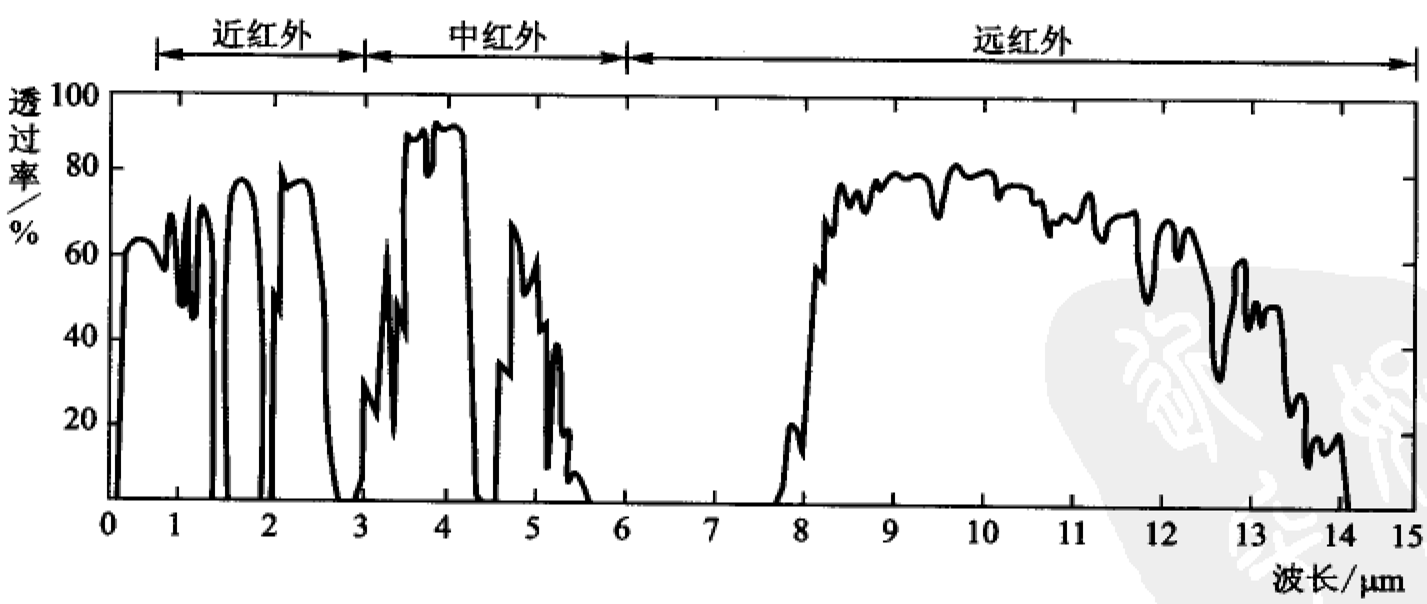


图93－1 6 000英尺水平路程的大气透过率

二 军事应用

红外线的这些不同于可见光、无线电波的特性，使得它被广泛用于现代军事。目前，红外夜视、红外制导、红外侦察、红外火控、红外雷达、红外通信、红外

隐形等技术在现代战争中发挥着极其重要的作用。

(1) 红外夜视

红外夜视技术借助于光电转换器，把红外线转变成可见光以实现夜间观察。它可以征服黑暗，使部队在夜间看得见物体、击中目标。军用红外夜视设备有主动式和被动式两大类。

主动式红外夜视仪利用人眼对红外线不起视觉效应的物理特性，让红外线在敌我空间传递信息。该仪器自带红外光源，主动发出红外线照射目标，红外线被目标反射回来后，由仪器接收转换成可见光图像以实现夜间观察。主动式红外夜视仪成像清晰，有一定识别真伪的能力，但由于它主动发射红外线，很容易被对方的夜视仪发现，现在逐步被微光夜视仪和热像仪取代。

被动式红外夜视仪也叫热像仪，本身不带红外光源，依靠接收目标发射的红外线而成像，是目前最先进的夜视器材。它有三个突出的优点：(1) 工作方式完全被动，使用安全隐蔽，不易被对方干扰。(2) 可昼夜使用，受风、雨、雾、雷等的影响小，作用距离远。(3) 能透过一定的伪装探测隐蔽的车辆、火炮和人员等军事目标，并能探测具有一定温差的地下目标、水下目标及热目标的运动状态和热痕迹。电荷耦合器件 CCD 出现后，固态成像技术迅速发展起来，相应的热像仪在超小型、低功耗、低成本、可靠性好、灵敏度高、用途广等方面显示了很大的优越性。军事上，热像仪可用于战术和战略侦察，武器的瞄准，导弹的制导，各种战斗、运输车辆的夜间驾驶，并可供飞机在黑暗中起飞、着陆等。

(2) 红外制导

坦克、飞机、火箭、军舰等军事目标的动力部分是强大的红外辐射源，红外制导导弹前部装有红外导引头，导引头接收目标的红外辐射，经处理产生能控制导弹飞行方向的电信号，把导弹引向目标，提高命中率。红外制导经历了非成像制导、成像制导两个阶段。目前红外成像制导具有很强的抗干扰能力，打了就不用管，灵敏度和分辨率很高，并可进行目标识别，比电视和激光制导的命中精度更高。如美国研制的“小牛”空地导弹采用的就是红外成像制导，它具有更优良的性能，可在白天、黑夜甚至充满烟雾和恶劣的气象条件下使用。红外制导比雷达制导结构简单、成本低、不易受干扰。目前，红外技术已广泛应用于空对空、空对地、地对地、地对空、地对舰及空对舰等各种制导武器中。

(3) 红外侦察

红外侦察是获取敌情、采取自卫的重要途径，它有许多优点：能 24 小时工作；能适应不良天气；能提供定时信息；能把捕捉目标和攻击结合起来；有远距离探测和透过能力；能识别伪装；排除电子干扰等。红外照相是实现红外侦察的一种重要方式，它不仅能揭露地面、森林里的伪装，还可揭露地下、水下的军事目标，显示热源目标的运动状态和踪迹。近年来，前视红外成像系统的侦察

装置得到了快速发展,它能像普通电视一样,直接提供前方景物的红外活动图像,可以完成夜间监视、目标捕获、炮手夜间瞄准、攻击目标定位及导引等一系列军事任务,也可为飞机机组人员作低高度导航。预警卫星上装有对红外线敏感的探测器,能探测地面导弹的发射,还可以测量导弹中段飞行的轨迹,准确预报弹着点,甚至还能探测战略轰炸机和巡航导弹的行动。

(4) 红外火控

红外技术在火控系统中的作用是进行目标搜索和跟踪。红外搜索跟踪系统主要用于陆地火炮及防空系统、飞机火控系统以及舰船搜索跟踪系统。例如:英国研制的目标捕获指示镜,装备在 AH—64A 阿帕奇高级双座攻击直升飞机上,其瞄准系统由前视红外系统、激光测距跟踪系统等组成,供驾驶员射手使用,能在几秒内发现识别、精确定位目标。随着技术的发展,红外搜索跟踪系统的性能越来越好,它与激光测距仪结合可以获得目标距离,在近距离内正好填补了雷达的空白,其未来的应用将非常广泛。

(5) 红外雷达

利用红外技术研制的新型红外雷达具有搜索、跟踪、测距等多种功能,精度很高,可达几分的角精度。红外雷达可用来警戒空中、地面或海上目标,进行侦察及导航,配合武器系统投射,测量并记录洲际导弹的运动轨迹等。

(6) 红外通信

利用红外辐射来传递声音和编码信号的技术叫红外通信。红外通信与无线电通讯相似,但使用的电磁波的波段不同,它比无线电通信的保密性高、通信距离远。如采用砷化镓激光器进行红外通信,其通信距离可达 100 km。

军事后勤方面,利用红外技术可诊断治疗多种疾病、加工食品、烘干喷漆;利用红外测温仪或热像仪可实行不接触检查输电线路的故障;利用红外报警装置可警戒、监视敌情等。另外,红外技术还可用于气象测量、测距、红外引信等。

(7) 红外隐形技术

随着红外技术的发展,红外探测器的精度越来越高,为了防止自己的红外军事目标被敌方发现,各国又研究发展了红外隐形技术,因而红外隐形技术也随之迅速发展起来。目前,红外隐形技术主要有:用隐身涂料降低目标的红外反射;采用热抑制技术降低己方的红外辐射装备的辐射能力;施放红外诱饵,设置假目标。红外隐形技术可以保护己方的军事目标,同时还能削弱敌方的力量。

随着红外技术的发展,各国所掌握的红外技术的先进与否,将是取得未来高技术战争胜负的主导因素之一。红外技术在军事方面将有着更广阔的发展前景。

参考文献

[1]　理查兹,弗莱德曼．高技术战争．兵器工业出版社,1991
[2]　张晓春,赵志洲．物理学原理在工程技术中的应用．哈工大出版社,1997

PDG

94 γ射线物位计

赵珠英

在化工、炼油和造纸工业生产中,常常需要测量物位。物位是指气体与液体间的液位高度,液体与液体间的界面高度,气体与固体和液体与固体间料位高度等。通过物位测量,可以正确获知容器中所储物质的体积或重量;可以了解物位是否被控制在规定范围内;可以对物位的上下极限位置进行报警;还可以根据物位来连续监视或调节容器中流入和流出的物料的平衡。因此,物位是工业生产中的一个很重要参数,物位的检测,对保证生产的正常进行,防止事故具有十分重要的意义。

物位计就是测量物位的仪器,它是液位计和料位计的统称。随着工业生产的发展,传统的直读式玻璃管液位计以及浮标式、沉筒式、差压式、电容式、电阻式等物位计已不能满足生产的需要。因此,有许多新的测量原理和测量方法被引进到物位检测中来,使物位检测技术提高到一个新的水平。γ射线物位计就是近三十多年来发展起来的一种利用γ射线检测物位的新技术。下面首先介绍γ射线检测物位的基本原理。

众所周知,不稳定的原子核能自发地放射出α、β、γ三种射线。γ射线是中性的,它不带电荷,是一种波长极短(通常在 10^{-10} m 以下)的电磁波,具有很强的贯穿本领,它能穿过几十厘米厚的固体物质。若在空气中,它的射程可达数百米。虽然肉眼看不见γ射线,但它能使物质电离,使荧光物质的原子被激发产生可见光,使照相底片感光。因此,人们可以用各种探测器测出γ射线的强度。

在γ射线通过物质的过程中,部分被吸收,使射线的强度减弱。实验指出,射线的强度与所穿过物质的厚度按指数规律衰减,即

$$I = I_0 e^{-\mu d} \tag{1}$$

式中,I_0 为射入物质前的γ射线强度;I 为通过物质后的γ射线强度;μ 为吸收系数;d 为γ射线所穿过的物质厚度。

从式(1)可知,对同一种物质,γ射线穿过物质的厚度越厚,射线的强度减

弱得越厉害，当然，用同一射线穿越不同物质时，即使厚度相同，其强度的减弱也不一样。

图 94－1 是 γ 射线物位检测原理图。将放射源和探测器分别放置于容器的上方和下方，且处于同一垂直线上，则探测器所接收到的 γ 射线的强度将随着容器内物位的高度而变化。根据式(1)可得，物位的高度 h 与 γ 射线的强度 I 之间的关系为

$$h = \frac{1}{\mu}(\ln I_0 - \ln I) \tag{2}$$

从式(2)可知，若放射源和被测物质选定，则 μ 和 I_0 就是已知值。因此，只要用探测器测量出 γ 射线穿过被测物质后的强度 $I(I < I_0)$，便可求得物位高度 h。图 94－2 表示物位计的输出特性，即 h 和 $\ln I$ 之间存在有线性关系。在工业生产中，物位的高度由显示仪表显示、记录或调节控制。

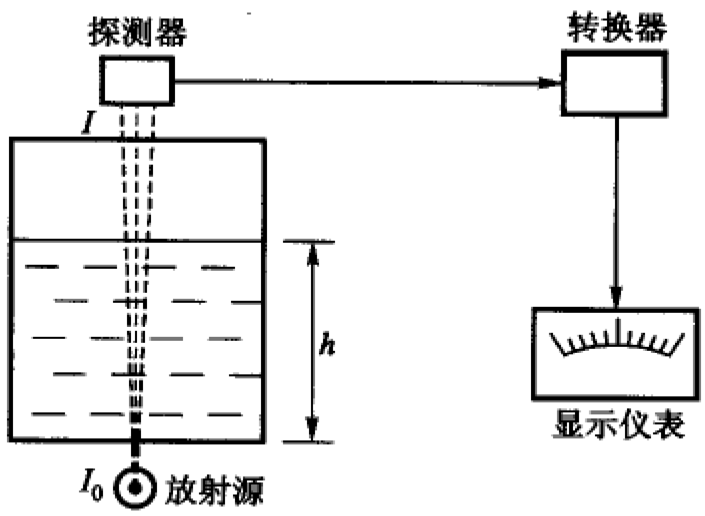


图 94－1　γ 射线物位检测原理图

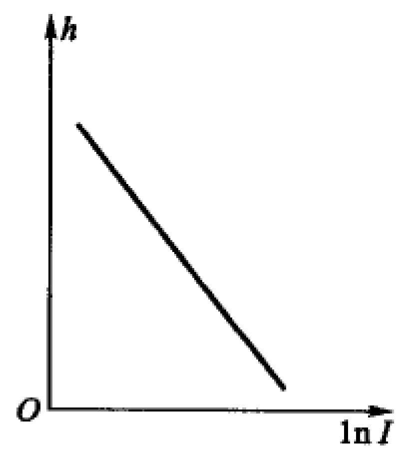


图 94－2　物位计输出特性

其次，在工业实际应用中，放射源和探测器的安装方式应根据不同设备，不同工艺要求和环境条件加以综合考虑，以获得不同输出特性。

γ 射线物位计是非接触式检测装置，它不接触被测物质，且 γ 射线不受温度、压力、湿度和电磁场等的影响。因此，γ 射线物位计常用于高温、高压、烟雾、强腐蚀、强磁场及剧毒等恶劣环境下的物位测量，尤其在化工自动化生产中应用更为广泛。

参 考 文 献

[1]　王其俊编．同位素仪表．北京：原子能出版社，1984

[2]　杜如彬，柯象恒编．液位检测技术．北京：原子能出版社，1987

95 核 子 秤

赵珠英

核子秤是近年来出现的新的自动称量装置，它为实现在线快速自动称量提供了新的方法和手段。它可对皮带输送机输送的散装物料进行动态连续称量，其原理是 γ 射线穿过物质后，由于物质的吸收作用，使射线的强度减弱，穿过物质后的强度 I 与所穿过物质的厚度 d 之间关系为

$$I = I_0 e^{-\mu d} \tag{1}$$

上式也可写成

$$I = I_0 e^{-\mu_\rho \rho d} \tag{2}$$

式中，$\mu_\rho = \mu/\rho$ 为质量吸收系数，ρ 为物质的密度，μ 为物质对 γ 射线的线性吸收系数。因此，当放射源和被测物料选定后，I_0，μ_ρ，ρ 均为已知量，由式(2)可知，只要测出穿过物料后的 γ 射线强度 I，就可以知道物料的厚度 d。

图 95－1 是核子秤结构的示意图。当放在物料上方的放射源放出的 γ 射线照射到传送皮带上的物料时，一部分 γ 射线被物料吸收，另一部分 γ 射线穿过物料并且被装在物料下方的探测器所接收。由于穿过物料后的 γ 射线强度是随着物料厚度的增加而减弱，所以对于同一种物料来说，γ 射线穿过的物料厚度越厚，γ 射线被物料吸收的也就越多，那么探测器上所接收到的 γ 射线的强度也就越弱，这样通过探测器测出 γ 射线的强度，就可以知道传送带上物料的厚度。由于皮带的宽度和物料的密度都是已知量，因而只要知道皮带的传送速度，就能算出通过传送带物料的重量。

设皮带以匀速率 v 运动，单位长度皮带上的物料重量为 q，那么在时间 t 内皮带上总的输送量 W 为

$$W = qvt \tag{3}$$

然而若皮带以变速运动，那么，在时间 t 内皮带输送物料的总量应为

$$W = \int_0^t q(t)v(t)\,dt \tag{4}$$

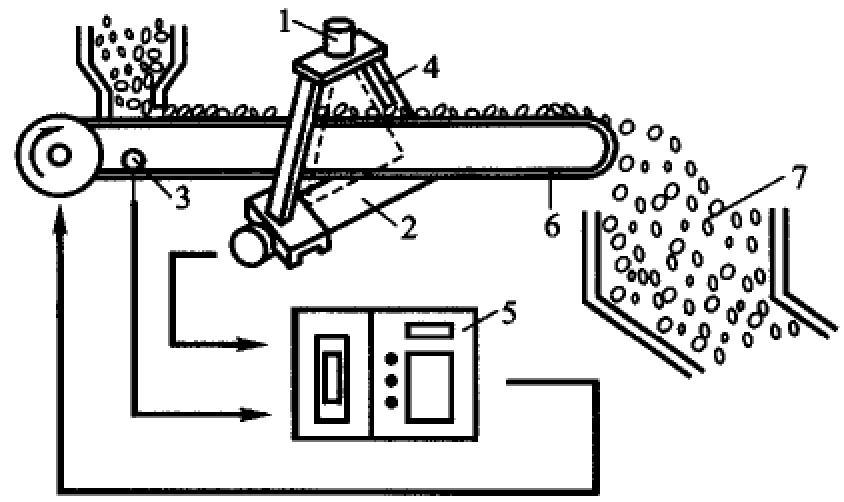


图 95－1　核子秤原理图

1. 放射源　2. 探测器　3. 速度传感器　4. 支架　5. 二次仪表　6. 传送皮带　7. 物料

式中,$q(t)$为单位长度皮带上的瞬时物料重量,$v(t)$为皮带瞬时运行速度。这样总的输送量 W 可以通过电子计算机自动计算出来。

如果使 γ 射线按一定的放射角照射到皮带上的单位长度上的物料上,探测器就会将对应于单位长度的物料上射出的 γ 射线强度转换成电信号,并输入电子计算机。电子计算机一方面对这个信号进行处理,另一方面又与速度传感器输出的皮带运行速率的信号相乘,从而得到单位时间内物料重量,然后再对各个单位时间内的物料重量进行累加,就得到物料通过核子秤的总重量,这样复杂的计算量很难用人工方法计算出来,但对于计算机来说,不但运算速度快,而且也较精确。由于核子秤实现了微机化,因而可以测量瞬时质量流和某段时间内的物料累计重量。此外还可以输出控制信号,以控制产品的混合、批量和装载。因此,核子秤是在线测量皮带输送机输送物料的重要计量工具。

应当指出,放射源虽然有许多种,但有的半衰期太短,有的则价格昂贵,所以目前核子秤所用的 γ 放射源一般为 ^{137}Cs,它的半衰期为 30 多年,装在以铅为防护层的容器里,以保证工作场所周围的安全。

与电子秤相比,核子秤具有下列优点:

1. 是非接触式测量,不受物料输送皮带颠簸、跑偏以及张力和刚度等的影响,动态测量精度高。

2. 可用于露天、高温、粉尘等恶劣环境中。

3. 测量方便,计数准确,长期运行稳定可靠,安装维修方便。

4. 可用在机械秤,电子秤无法使用的螺旋送料器,链式运输机,风动送料机等场合。

因此,核子秤对生产自动化和企业的计量管理起着重要的作用。近年来在我国获得了广泛应用,除了从国外引进数台外,我国也已研制成功,并开始

小批量生产，应用于化工、煤炭、电力、钢铁、采矿、水泥、肥料和造纸等工业部门。

参 考 文 献

[1] 常健生编. 检测与转换技术. 北京:机械工业出版社,1980

PDG

96 X射线和计算层析技术

彭永刚

X 射线又叫伦琴射线，1895 年由德国物理学家伦琴发现，不久，就应用于医学诊断和治疗疾病。20 世纪 70 年代英国工程师豪恩斯菲尔德（G. Hounsfield）用美国物理学家科马克（A. M. Cormark）1963 年发表的图像重建数学模型，将 X 射线和计算机相结合。1972 年英国 EMI 公司推出第一台 X 射线计算机断层扫描机，简称 X－CT 机。经过了二十多年的临床实践，表明 X－CT 机是放射医学上的一项重大突破，是 X 射线被发现以来的一次划时代的进步。

一　X 射线和物质的相互作用

X 射线是由高速电子流轰击物体时产生的。其本质和光一样，是一种电磁波，波长为 2～0.5 nm。X 射线中光子的能量和加在 X 射线管上的电压有关，电压越高，光子的能量越大，X 射线的波长就越短，贯穿物质的本领也越大。X 射线射入物质时，将与物质中的原子发生多种相互作用，并将其能量传递给所通过的物质，以致使 X 射线束在物质中逐渐衰减。X 射线与物质相互作用的方式有光电效应、康普顿效应、电子对效应。正是这几种作用，使 X 射线通过物质时，X 射线束的能量不断减小，X 射线强度发生衰减。X 射线的衰减规律为

$$I = I_0 e^{-\mu x} \tag{1}$$

式中，μ 为衰减常数。把式（1）微分，μ 可以表达为

$$\mu = -\frac{dI}{I dx} \tag{2}$$

由此可知，μ 是 X 射线经过单位厚度的衰减百分数，它代表吸收物使 X 射线强度减弱的大小。

人体是由不同成分的物质所组成，当 X 射线到达人体某一部位时，实际上 X 射线已通过不同的物质层。为了便于分析，将 X 射线所通过的厚度分割成许多足够小的均匀单质体积元，每一小体积元的厚度均为 Δl，吸收系数为 μ_1、

μ_2、…、μ_n，设入射 X 射线强度为 I_0，如图 96－1 所示。根据衰减规律，穿过第一物质层后的 X 射线强度为

$$I_1 = I_0 e^{-\mu_1 \Delta l} \tag{3}$$

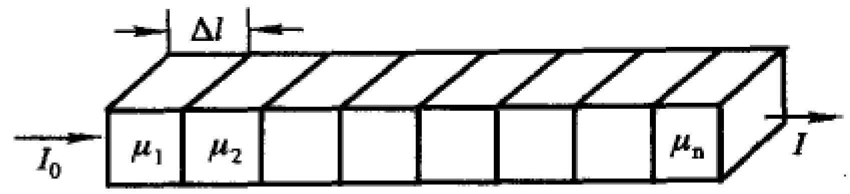


图 96－1　X 射线穿过吸收系数不同的物体

穿过第二层物质后 X 射线的强度为

$$I_2 = I_1 e^{-\mu_2 \Delta l} = I_0 e^{-(\mu_1+\mu_2)\Delta l} \tag{4}$$

依次类推，穿过最后一层物质后的 X 射线强度为

$$I = I_n = I_0 e^{-(\mu_1+\mu_2+\cdots+\mu_n)\Delta l} \tag{5}$$

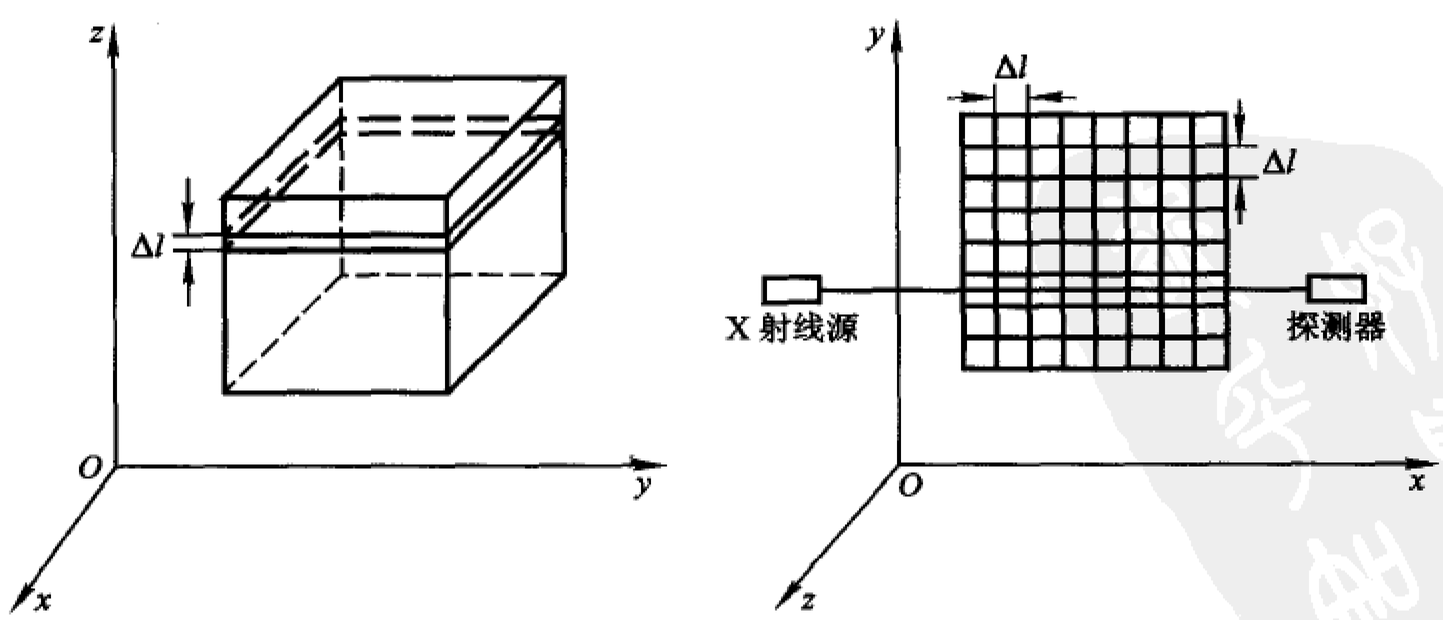
如果 I、I_0、Δl 已知，根据(5)式可以求出吸收系数之和，即

$$\mu_1 + \mu_2 + \cdots + \mu_n = \frac{1}{\Delta l}\ln\frac{I_0}{I_1} \tag{6}$$

计算层析技术的基本思想是：通过测定物体对 X 射线吸收系数的空间分布 $\mu(x,y,z)$，由计算机建立物体各个断层面的图像。

二　计算层析技术

计算层析技术的基本方法是将一个 μ 按三维空间分布的物体，如图 96－2 所示，先在 z 方向"切割"一厚度为 Δl 的薄层，再将这薄层在 (x,y) 平面上按面积 Δl^2 划分成许多小面元，各面元的吸收系数 μ 是不同的。



(a) 先在 z 方向划分出厚 Δl 的薄片　　(b) 再在 (x,y) 面上划出许多小面元

图 96－2　计算层析扫描方法

让一束 X 射线在平行于 X 轴方向入射穿过物体，测量衰减后的强度 I 值，得到一个方程式，即式(6)，然后让 X 射线束沿 y 方向平行移动 Δl 距离，重复同样测量步骤，当 X 射线束从最小 y 值测到最大 y 值时，就完成一次扫描。例如，将(x,y)平面的面积分成 $n\times n$ 个面元，每次测量可得类似式(6)的一个方程，其中包含 n 个未知数。完成 y 方向扫描后，得到 n 个方程。但薄层中有 $n\times n$ 个未知数 μ_{ij} $(i,j=1,2,\cdots,n)$，方程个数远远不够，于是将 X 射线束在(x,y)平面上旋转一下，即将 X 射线源和探测器一起移动一个角度 $180°/n$，再同步移动，进行第二次扫描，在系统转动$\left(\frac{n-1}{n}\right)\times 180°$后，共得到 $n\times n$ 个代数方程，正好解出所有的 μ_{ij}。

在完成一次断层扫描后，在 z 方向前进 Δl 距离，重复(x,y)平面扫描，就可获得全部 $\mu(x,y,z)$ 的数据，经计算机处理——图像重建后，就可以获得沿任何切片的图像，甚至于三维立体图像。图 96－3 所示为人体腹部 CT 图像，在图中可以清楚地看到两侧肾脏、胃里的液体和气体、肝脏、中间脊柱的剖面。

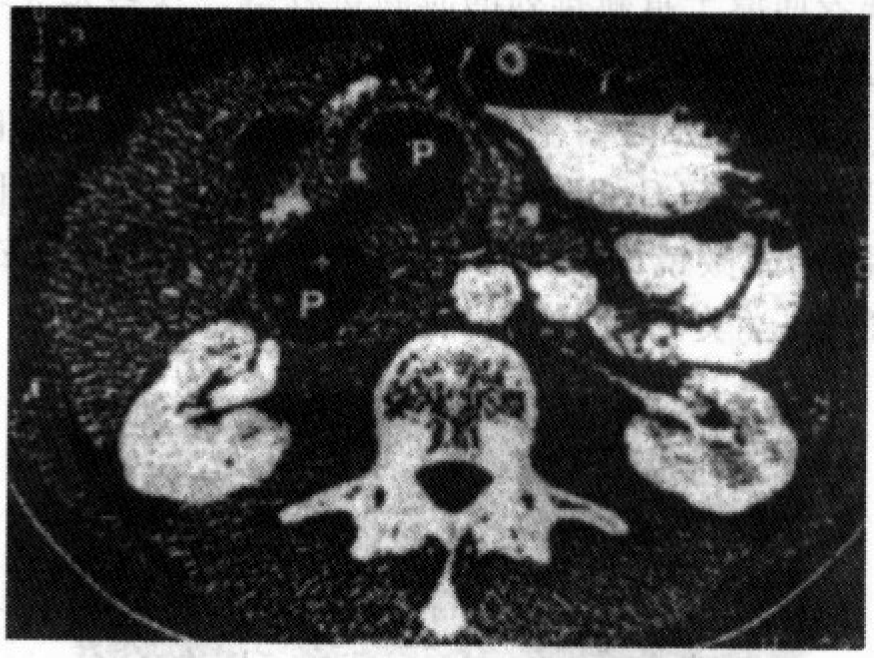


图 96－3　人体腹部的 CT 图像

由于 CT——计算机断层扫描技术能鉴别软组织的密度差异，显示人体断层图像，可用来对颅脑及全身各部位的检查。尤其对恶性肿瘤的诊断具有重大的实际意义。1979 年英国的豪恩斯菲尔德和美国的科马克由于在 X－CT 方面的出色贡献而获得诺贝尔物理学奖。

参 考 文 献

[1] 褚圣麟. 原子物理学. 北京：人民教育出版社，1979
[2] 罗时葆. CT 技术. 南京：江苏科技出版社，1985
[3] K. Iizuka. Engineering Optics. Spring－Verlag，Berlin，1985

97

扫描隧穿显微镜

王肇庆　苏惠惠

扫描隧穿显微镜简称 STM(scanning tunneling microscope)是目前放大率最高的显微镜之一,其分辨率为一个原子的线度,用它可以"看见"物质表面电子的分布细节,再现表面原子重新排列的时间过程等。这些是光学显微镜及电子显微镜所望尘莫及的。图 97-1 是用扫描隧穿显微镜拍摄的一片黄金表面的图像。由图可见该表面并不是一个严格的平面,而是一个个台阶状的。阶高仅为一个原子。该图是宾宁(G. Binning)、罗勒(H. Rohrer)及其同事拍摄的。宾宁和罗勒是扫描隧穿显微镜的发明者。为此他们与鲁斯卡(E. Ruska)分享了1986 年的诺贝尔物理学奖。

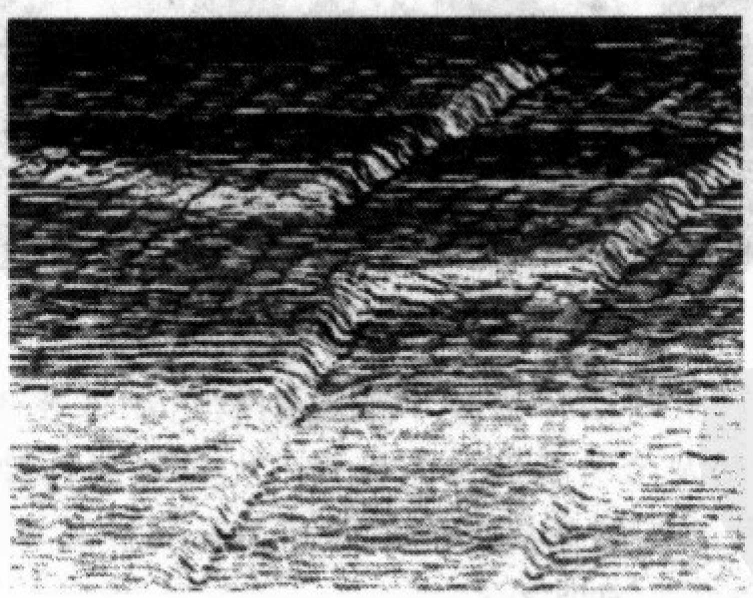


图 97-1　晶体金表面的 STM 图

STM 是根据量子力学关于电子具有波动性的理论制造出来的。由经典物理可知,金属内的自由电子(突出其粒子性的一面)可粗略地看成被束缚在金属表面层内,而一般不逸出金属表面。可是,这些电子除具有粒子性外还具有波动性。正由于它的波动性,它就有可能穿出金属表面而跑到空间来,量子力学把这种现象叫做隧道效应。隧道效应使金属表面附近电子密度不突然地降为

零，而是按指数衰减分布，形成电子云、衰减长度为1 nm。STM 根据这种现象，设法让探针表面的电子云和待测样品表面的电子云发生重叠，从而形成隧道电流，并通过隧道电流的变化来得到金属表面的信息。

STM 的设计如图 97 –2 所示。使用时将导体探针锐利的尖接近被测金属的表面，该表面层中的电子大部分被束缚在金属中，但少数电子由于隧道效应逸出金属表面，形成电子云，导体探针尖的表面也形成电子云。这时若将探针和被测金属表面之间的距离调到使两部分电子云重叠时，在其间加上一个电压（称为操作电压），便可使互不接触的探针尖和待测金属之间形成电流，称为隧道电流。

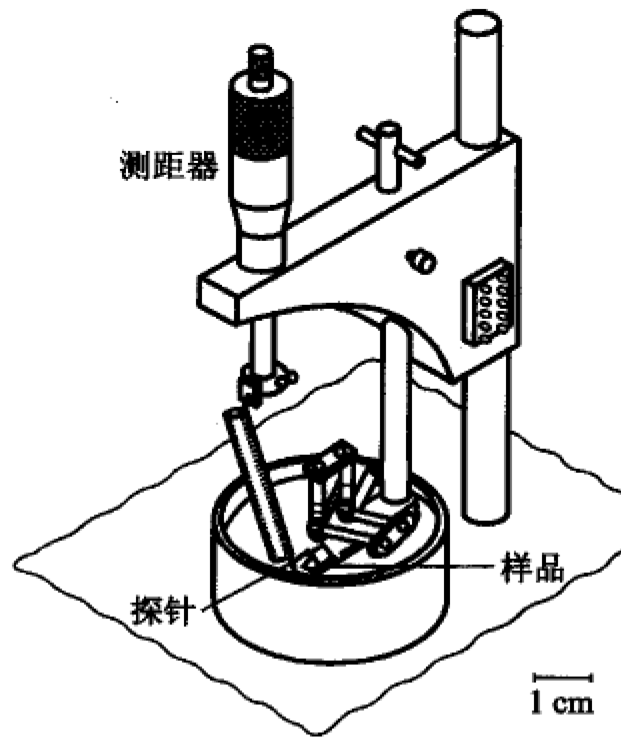


图 97 –2　一套 STM 设备

显然隧道电流的强弱与所加的操作电压关系密切，同时还与探针尖到被测物表面的距离有直接的关系。实验表明，当探针尖到被测物表面的距离大于1 nm时，隧道电流就不可能产生。因此，使用 STM 得到被测金属表面的精细图像有两种模式。

一种叫稳流模式。在这种模式中把某个适当的操作电压（$2\times10^{-3}\sim2$ V）加在探针尖与被测物表面之间，然后移动探针尖接近被测物体的表面，使得隧道电流可以测量到。而后让探针尖在被测物表面上扫描，同时测量隧道电流。扫描的过程中不断地调节探针尖与被测物表面间的距离 z，使隧道电流保持不变。这样就得到 z 随被测物表面上的平面坐标(x,y)的关系图，如图 97 –3 所示。

另一种方法叫做等高模式。在这种模式中保持操作电压不变，扫描过程中探针尖与被测物表面间的距离 z 也不变，测量隧道电流 I，得到隧道电流 I 随被测物表面上的平面坐标(x,y)的关系图，如图 97 –4 所示。它反映了探针尖经过被测金属表面各原子上方时隧道电流的变化。

当然，以上两种模式都需要先固定 y 为 y_1（任意给定值）得到 $z-x$ 图，$I-x$ 图；而后再固定 y 为 y_2（另一任意给定值）再次扫描。大量次数的扫描结果才得到 $z-(x,y)$ 及 $I-(x,y)$ 图，又称为网络图。

由这两种方法都可以得到被测物表面原子尺度上的精细图像。稳流模式是历史上用的最早的一种模式，它可以用来跟踪那些原子尺度上不平坦的表面。但它的扫描速度相对慢些。因此，被扫描的待测样品应该在较长的时间内固定，以免图像发生变形。而等高模式则可以比稳流模式扫描快几百倍，这是

由于不必使探针尖沿待测样品表面上下移动以保持隧道电流不变。另外，快速扫描意味着只需短的“曝光时间”制得像片。如果这样制造出一系列的像片就相当于制造出了“电影”，能够再现表面原子的重新排列随时间变化的过程。

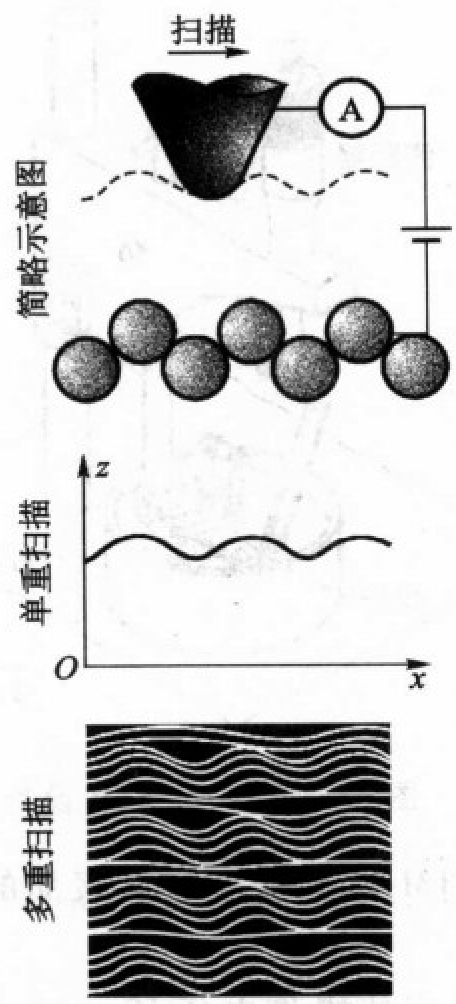


图 97－3　稳流模式

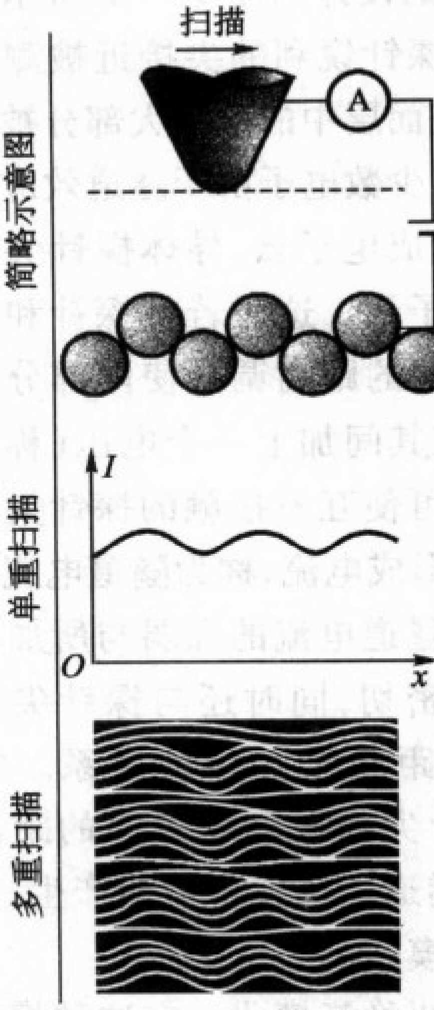


图 97－4　等高模式

作为一个例子，图 97－5 是 TaS_2（一种层状物质）表面的 STM 图，从图中可见这个表面上缺少了 3 个原子。该图是在液氮中测得的，可见 STM 还可以在“水下工作”。

作为另一个例子，图 97－6 反映了石墨表面碳原子的情况。STM 已成为商品销售，这将大大促使它更迅速、更广泛地应用。



图 97－5　TaS_2表面电子的 STM 图

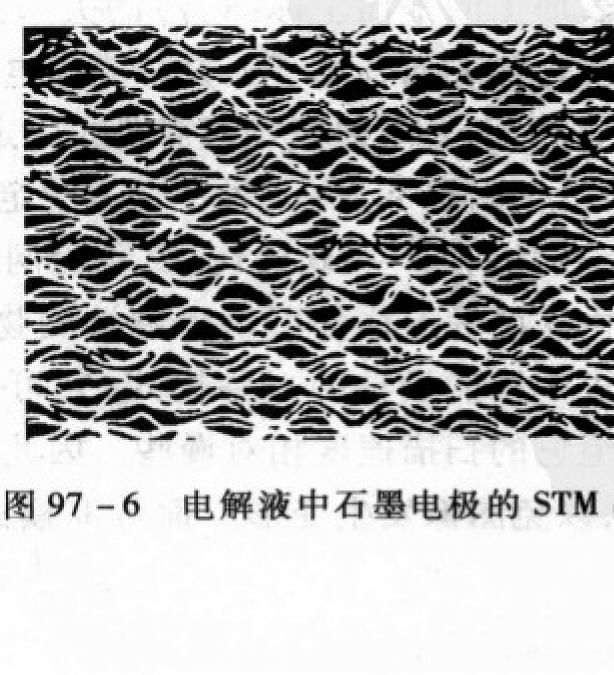


图 97－6　电解液中石墨电极的 STM 图

参考文献

[1] G. Binning et al, Physical Review letters. 1982, 49:57
[2] G. Binning et al, Reviews of Modern Physics, 1987, 59:615

PDG

98 超导与磁悬浮列车

施伟华

超导是超导电性的简称,它是指金属或合金在较低温度下电阻变为零的性质。自发现超导现象至今,超导的研究和超导材料的研制已得到迅速发展,超导的转变温度 T_c(或称临界温度)已从几开[尔文]至几十开[尔文]甚至一百多开;超导体的物质结构已逐渐研究清楚。以液态氮温度中的超导体的实用化为目标的开发研究正在稳步进行中,其应用范围已涉及医疗、电子输送、运输等多项领域。

超导体具有零电阻率、迈斯纳效应、约瑟夫森效应(即超导隧道效应)和磁通量量子化等性质。超导现象已超出了经典理论的范围,而是一种宏观的量子现象。BCS 理论较成功地解释了超导电性。

超导(特别是高温超导)在技术上有广泛的应用,磁悬浮列车的研制代表了超导技术日趋成熟。日本、英国、德国、美国等国家投入了大量的人力、物力进行研制。我国在上海建成了世界上第一条商业磁悬浮列车线路。在日本宫崎实验线路上的磁悬浮列车 ML500 创过 517 $km \cdot h^{-1}$ 高速行驶的记录和磁悬浮列车 MLU001、MLU002 累计运行距离 6 万千米、试乘人员 2 万人次的记录。

磁悬浮列车的设计思路是在列车下部装上超导线圈,在地面上排列铝制线圈,当超导线圈通有电流且列车启动后,由于电磁感应效应,地面线圈与超导线圈之间产生排斥力,使得列车可能悬浮在铁轨上。它的优点是:没有了列车与铁轨之间的摩擦和噪音,也不需要齿轮作传动装置,使列车时速大幅提高;同时只需维持超导线圈中超导材料处于超导态温度的能源,而无需牵引列车的能源,故节约了能源。

磁悬浮列车运行的动力,来自于地面导轨中排列的线圈和车身之间产生的磁力。如图 98 - 1 所示,由于磁极之间同性相斥、异性相吸,产生了向前的驱动力。通过电流方向的改变,使地面导轨中线圈呈现的极性改变,从而不断地产生使列车前进的动力。通过调节电流的大小,便可控制列车驱动力的大小,这样,列车运行的速度可自如地控制了。

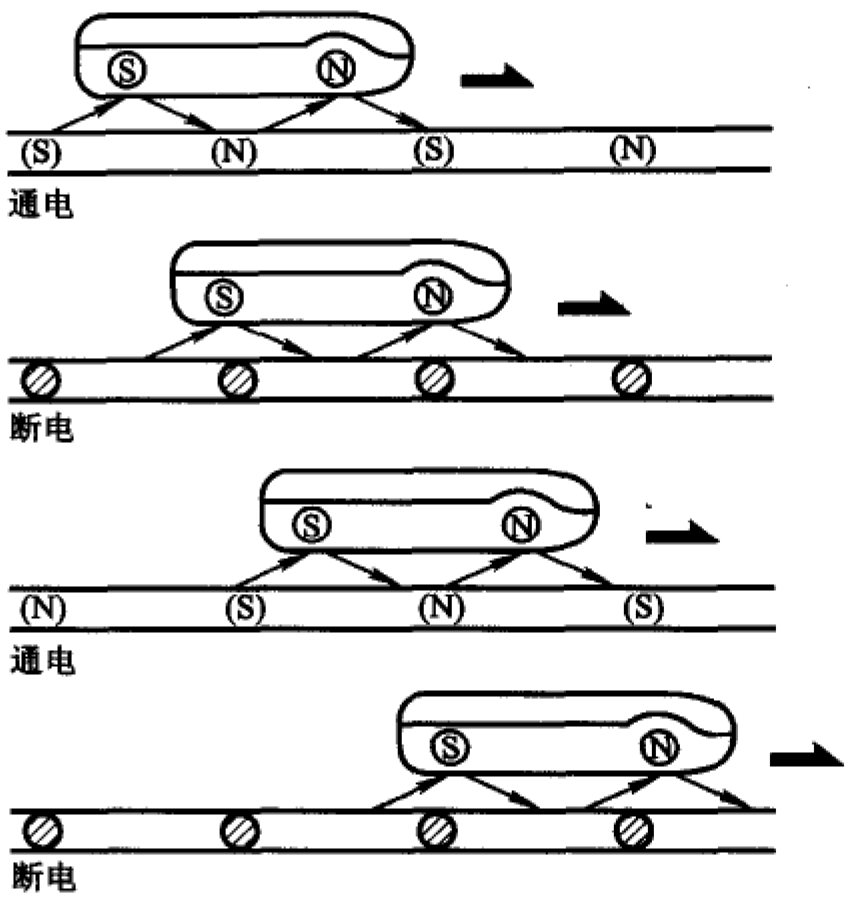


图 98 －1

另一类磁悬浮列车是通过向上铺设的铁轨和车身中的电磁铁之间的吸引力，控制电流的大小并保持大于 10 mm 的空隙而悬浮起来。原理图如图 98 －2 所示，地面铁轨与永久磁铁之间存在吸引力，在地面铁轨与永久磁铁之间放置超导帘栅（即超导线圈组），当列车偏离稳定状态，如倾斜，超导线圈与铁轨回路之间产生电磁感应现象，由此产生作用力，使列车恢复到稳定平衡位置。

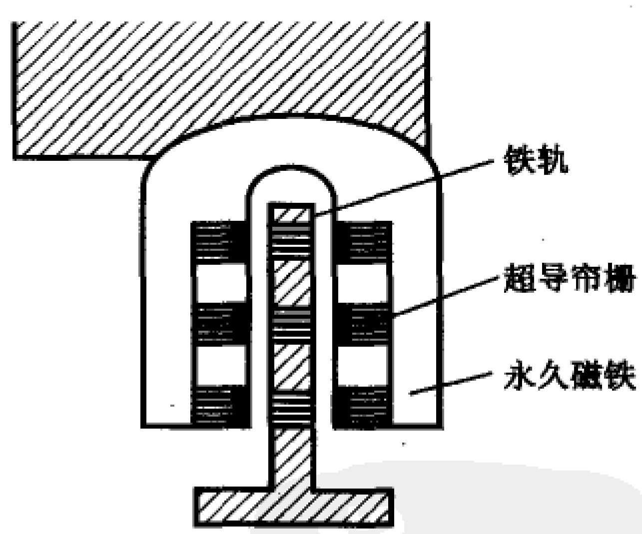


图 98 －2

上述两种磁悬浮列车系统的使用基础是利用高温超导材料，能大大节约能源。

高温超导应用前景很广阔，除了铁路，将在汽车、船舶、甚至航空中得到应用。除了运输业，在医疗、电力输送等领域也有着广泛的应用前景。

参 考 文 献

[1] Physics Today. 1987(12):53～57

99 核磁共振及其医学成像原理

眭琳晖

核磁共振(Nuclear Magnetic Resonance,NMR)是指具有磁矩的原子核在恒定磁场中由电磁波引起的共振跃迁现象。最初,NMR是为了精确测定核磁矩而提出的,在1945年12月和1946年1月分别以布洛赫和珀塞尔为首的实验组真正观察到了核磁共振吸收信号,因此,他们荣获1952年诺贝尔物理学奖。在短短的五十多年时间里,NMR技术的飞速发展显示了它极大的生命力,现已广泛用于化学、生物、地质、医学等众多领域,成为广大科技工作者手中的有力武器。

一　磁场中的核磁矩

众所周知,原子核是由质子和中子组成的,而质子有沿其自身轴旋转(自旋)的固有特性,质子距原子核中心有一定的距离,因此,质子自旋就相当于正电荷在环形线圈中的流动,从而在周围形成磁场,即核磁,其磁矩为$\boldsymbol{m}$。在无外磁场时,生物体中原子核的取向是随机的,不产生宏观的净磁效应。如有外磁场$\boldsymbol{B}_0$时,质子磁矩$\boldsymbol{m}$的方向将发生变化,结果较多的质子磁矩指向$\boldsymbol{B}_0$的方向,质子处于低能态;而较少量的质子磁矩指向与$\boldsymbol{B}_0$方向相反,质子处于高能态。对于自旋为1/2的核,两能级差为$\Delta E = \nu h B_0/2\pi$,$h$为普朗克常量,$\nu$为核的回磁比。这样,加了外磁场后就出现了与外磁场方向一致的净宏观磁矩。正如在重力矩作用下陀螺的进动一样,核磁矩在磁场的作用下也要作进动。于是,宏观磁矩也要作旋进运动,磁矩进动的频率$f=\frac{\nu}{2\pi}B_0$。

二　核磁共振

当被激励系统的固有频率跟激励频率相一致时,就会产生共振现象。如果在垂直于原磁场的方向上,加上一射频场,当射频场的频率与磁矩进动频率相

等时,就会发生共振现象。这时被激励的质子将由低能态跃迁至高能态(激发态)。从宏观上讲,受射频场激励的质子群的磁矩 $\boldsymbol{m}$ 将不再与原来的磁场 $\boldsymbol{B}_0$ 平行,$\boldsymbol{m}$ 的方向和大小将偏离原来的平衡态,其偏离的程度取决于所施加的射频脉冲的强度和时间的长短。

三 核磁共振成像(MRI)

脉冲终止后,原子核处于激发态,质子群的磁矩 $\boldsymbol{m}$,在原有磁场的转矩作用下要重新回到原磁场的方向。该磁矩围绕磁场以进动频率 f 旋进。由法拉第电磁感应定律知,磁矩 $\boldsymbol{m}$ 的变化将使周围的闭合线圈产生感生电流。将这个电流放大,就可以得到核磁共振信号。由于受到 $\boldsymbol{m}$ 返回时间(即弛豫时间)的影响,该信号将以指数曲线衰减。而弛豫时间又决定于受检人体的组织特性,所以该信号能反映出组织部位的正常或异常,这就是诊断疾病的依据。在成像过程中,人体断面被分成一个个单个体积元所组成的阵位,在均匀强磁场(0.15 ~ 1.5 T)上,再附加一线性梯度场进行层面选择,被检人体质子群被分割成一个个并列的横向断层,再进行断层编码,最后由二维傅里叶变换进行图像重建。

四 MRI 的优缺点

生物组织中含有 ^{1}H、^{13}C、^{19}F、^{23}Na、^{31}P 等元素,有磁性的元素约近百种,但现在 MRI 的研究和使用多是指 ^{1}H 质子像,主要是因为 ^{1}H 是磁化最高的原子核,且占活体组织的原子数的 2/3。核磁共振成像 MRI 与 X 射线 CT 一样,是体剖面的数字图像,所不同的是 MRI 为多参数成像,而 X 射线 CT 只与组织的 X 射线衰减有关,因此,MRI 可获得更多的信息。它不仅能观察到 X 射线 CT 不能观察的人体神经、眼球、牙齿及骨头内侧,而且无放射性危害。图像反差好,密度层次分辨率高,对软组织尤其有用。另外,由于它具有极大的灵活性,能得到其它成像技术所不能接近或难以接近的部位的图像。空间分辨率达 1.0 mm 左右。主要缺点是成像速度慢,检查时间长;对活动组织(如心脏)要用心电图同步技术;对环境要求有严格的磁屏蔽,因此,装有心脏起搏器、人工关节、假牙的患者,不宜进行这种检查。

自 1980 年商用 MRI 机问世以来,由于 MRI 所具备的突出优点,这一新的医学成像诊断技术已广泛被采用。

参 考 文 献

[1] 高元桂,蔡幼铨,蔡祖龙主编. 磁共振成像诊断学. 北京:人民军医出版社,

1993
[2] Perry Sprawls Jr. 著. 医学成像的物理原理. 北京:高等教育出版社,1991
[3] 胡纪湘主编. 医用物理学. 北京:人民卫生出版社,1994
[4] 褚圣麟编. 原子物理学. 北京:高等教育出版社,1990

PDG

100 光电法测转速

彭德应

在生产中，物体转速的准确测定常关系到产品的质量和工效，例如，由织布机轮盘的转速可以计算布匹的产量；水力发电机叶轮的转速是计算发电机电功率必不可少的数据，等等。测量转速的方法很多，有机械式、电磁式和光电式。机械式测转速常要通过齿轮耦合，并需配备计时装置，而且只能测量中速和低速。电磁式测转速虽可测高速，但仍需与被测物体直接接触。工程上需要有一种既能测高速，又避免与被测物直接接触的测速方法。

光电效应规律指出，当照射在金属表面上的入射光的频率大于截止频率时，金属内有电子将从表面逸出，而且逸出的电子数与入射光的强度成正比。逸出的电子数愈多，光电流则愈大。如果能测到光从转动物体表面反射后，带回物体转速的信息，那么通过这个信息，就可以把转速测量出来。下面扼要介绍应用反射式光电转速计测量转速的工作原理。

如图 100－1 所示，被测转动物体 7 上贴有反射纸，反射纸上画有等间隔的对光反射强弱不同的图案。从光源 1 发射出的光线，经透镜 2 成为平行光，照射在半透膜片 5 上。一部分光透过膜片后被管壁所吸收，另一部分光被膜片反射后经透镜 3 聚焦于点 b。光点 b 落在被测转动物体 7 的表面上。该部分光经反射由透镜 3 扩束后成为平行光，照射在半透膜片 5 上，一部分光透过膜片后经透镜 4 聚焦于光电管 6 上。若光点 b 恰好照在强反射的图案上，反射光的强度较大，它射到光电管上可获得较大的光电流；若光点 b 照在弱反射的图案上，光电流很微弱。这样物体转动时，将获得与反射图案数目相等的脉冲光信号，从而在光电管阳极上就会输出同频率的电脉冲，从而完成光信号到电信号的转变。把与转速成正比的电脉冲与相应的数字测量电路配合，就组成了反射式光电测速计。

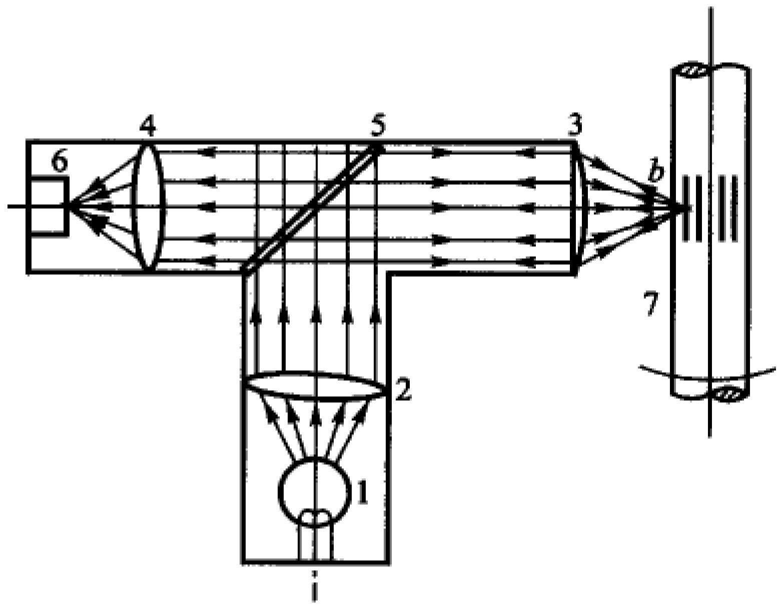


图 100－1 反射式光电转速计工作原理

1. 光源 2、3、4. 透镜 5. 半透膜片 6. 光电管 7. 被测物

工程上常用的光电测转速的方法有测频法、测周期法及计数法三种形式。这三种方式各有特点，但无论哪种形式，其共同点都是要把光电管获得的电脉冲信号输入到数字电路中去进行放大，整形成方波后再输入到计算电路中去，最后由显示器显示被测讯号的方波数目，这方波数目由被测转速大小决定。记录下显示方波数 n，并按公式 $n'=\frac{60}{Pt}n$ 进行计算，即可获得物体每分钟实际转速 n'。上式中 P 称作倍频，它是物体每转一周时光电传感器输出的电脉冲讯号数，P 的数值由转动物表面贴的反射图案决定，而式中的 t 是仪器的选定测量时间，它的单位为 s。

光电法测转速是一种快速测速法。方法简单，测速范围广，最高转速可达 25 000 $r \cdot min^{-1}$，而且精度也较高，是其它方法不易达到的。

参 考 文 献

[1] 石来德，袁礼平编. 机械参数电测技术. 上海：上海科学技术出版社，1981

[2] [美]T. G. 贝克威思，N. L. 巴克著. 机械测量. 朱钦铨等译. 北京：中国农业机械出版社，1984

101 光电池与太阳能电池

王肇庆

在人类的矿物能源(石油、煤、天然气等)日渐枯竭的今日,世界各国都在努力寻求绿色新能源,如光、风、海浪和潮汐等。目前开发得最多的是光能。光电池是直接将光能转换为电能的装置,目前已被广泛用于光电自动控制和测量装置。如果光电池利用的是太阳光,就叫太阳能电池。这种电池为许多仪表及设备提供轻便的电源,尤其普遍使用于宇宙航行中。

一　PN 结与光生伏特效应

P 型半导体和 N 型半导体接触处,由于电子和空穴的扩散,使 P 型一边堆积负电荷、N 型一边堆积正电荷,形成一个厚度约为 10^{-7} m 的电偶极层,这就是 PN 结。结内存在电场 $\boldsymbol{E}$,方向如图 101－1 所示。两半导体间形成稳定的电位差 U_0,称为势垒。

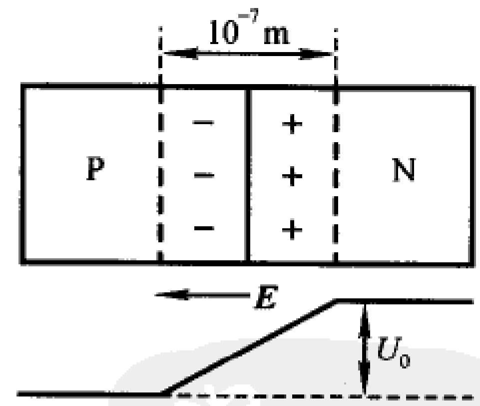


图 101－1

若光照射到 PN 结及其附近的 P 型和 N 型半导体上,在能量足够大的光子作用下,又会激发生成少量电子－空穴对。这些光生电子与空穴在结内电场 $\boldsymbol{E}$ 的作用下会定向运动,其中光生电子向 N 区运动,光生空穴向 P 区运动。结果使 N 区带上负电荷、P 区带上正电荷,从而使 PN 结两端又附加了一个与内电场 $\boldsymbol{E}$ 方向相反的光生电场。如果光照保持不变,光生电场稳定,对应的光生电位差就称为光生电动势。这种现象称为光生伏特效应。光照越强,光生电动势也越大。当被光照射的 PN 结两端通过负载构成闭合回路时,就会有电流沿着由 P 经过外电路到 N 的方向流动。只要光照不停止,此电流就不会消失。

二 光电池及其结构原理

光电池的种类很多,按用途可分为太阳能电池和测量光电池(将光信号转换为电信号作光探测器用);按光电池所用的材料可分为硅、硒、锗、硫化镉和砷化镓等。其中,用途最广的是硅光电池和硒光电池,它们寿命长、性能稳定、光谱响应范围宽、频率特性好且能耐高温。下面介绍这两种光电池的结构与原理。

硒光电池是金属-半导体接触型。它以铁或铅作基板,上面镀一层镍(防止杂质扩散),镍上再涂一层P型半导体硒,硒上又涂一层半透明导电薄膜(金或氧化镉),并在薄膜四周包有环形金属层集电极,该电池的纵截面如图101-2(a)所示。在这种电池中硒层是P型半导体,半透明导电薄膜相当N型半导体,在这两层间形成势垒(阻挡层),原理与PN结类似。金属基板相当于电池的正极,集电极为负极。由于硒光电池的价格较低廉,因而被广泛使用。

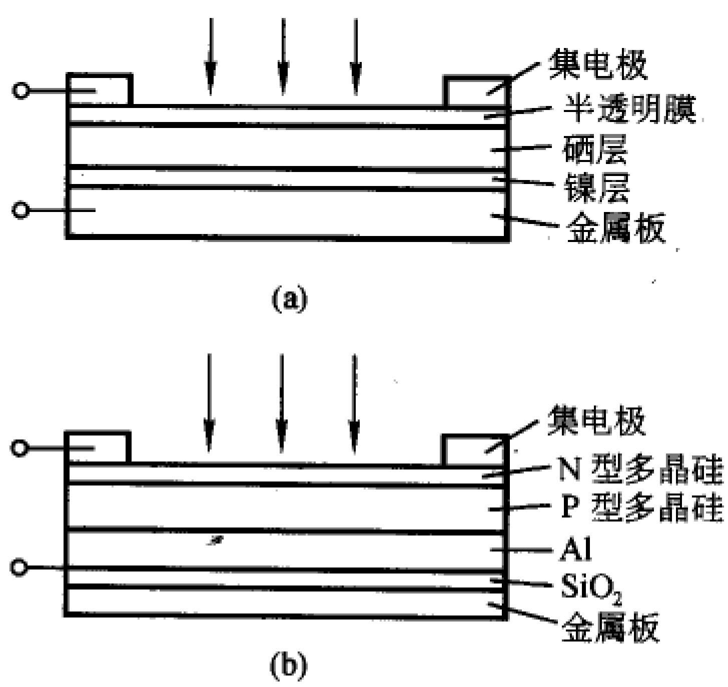


图 101-2

硅光电池又可分为单晶硅光电池和多晶硅光电池。它们的转换效率都较高,性能稳定,应用十分广泛。单晶硅光电池有两种系列:2DR型是以P型硅为基底,在基底上掺5价元素磷构成PN结;2CR型是以N型硅为基底在基底上掺3价元素硼构成PN结。再经过加工,引出电极,构成光电池。

多晶硅光电池采用价格便宜的多晶硅为材料,它不受晶体大小的限制,可制成大面积的光电池,因此,它是很有发展前途的太阳能电池。这种电池的结构如图101-2(b)所示,在金属基极上镀一层SiO_2和Al的保护层防止杂质扩散,在上面再分别涂一层P型和N型多晶硅,这种电池可以做得很薄,约10~20 μm厚。一般单片太阳能光电池的电压很低(约为0.6 V),输出电流很小,常

把很多片光电池组装作为电源使用。光电流的大小与电池的面积成正比,因此,组装电池时,可串联以提高输出电压,也可并联以增大输出电流。为了在无光照射时仍能供电,常将光电池组与蓄电池组装在一起使用。组装时需注意光电池的光照特性、频率特性、光谱特性及其转换效率。使用光电池时需注意其工作温度,当硅光电池的温度超过 200 ℃,硒光电池的温度超过 50 ℃时,它们的晶格就要受到破坏,导致器件损坏。

参 考 文 献

[1] 方如章,刘玉凤.光电器件.北京:国防工业出版社,1988
[2] 杨经国等.光电子技术.成都:四川大学出版社,1990

PDG

102 石英电子表

王肇庆

晶体的压电效应是J.居里和P.居里于1880年发现的。近百年来得到了很快的发展和广泛的应用。

一　压电效应

某些固体电介质发生机械形变如压缩和伸长时，会产生极化，在其相对的两个面出现异号的极化电荷；当外力撤去后，它又重新恢复到不带电的状态，这种现象称为正压电效应，简称压电效应。有些能产生压电效应的电介质处于外电场中不仅会极化，而且发生机械形变（如伸长或缩短）；当外电场撤去时，其形变消失的现象称为电致伸缩或逆压电效应。具有压电效应的电介质称为压电材料。自然界中大多数晶体都有压电效应，但一般很微弱。压电效应明显的材料目前已发现有几十种。石英是良好的压电材料，它在$10^5\ N\cdot m^{-2}$的压强下，可产生0.5 V的电位差。除此外，还有人工合成的压电陶瓷、钛酸钡及锆钛酸铅等多晶压电材料。下面以石英（又称水晶）晶体为例说明压电效应。

1. 石英晶体的压电效应

石英晶体是六棱柱而两端呈角锥形，如图102－1(a)所示，其成分是SiO_2。为描述它，选用互相垂直的三个晶轴作为坐标轴。其中，x轴为电轴，在垂直于电轴的棱面上压电效应最明显；y轴为机械轴，在外电场作用下此轴方向的机械形变最明显；z轴为光轴，又称中性轴，沿此轴方向没有压电效应。每个石英晶体的横截面为六边形，如图102－1(b)所示，它有3个电轴，3个机械轴和1个光轴。

为研究压电效应，设从石英晶体上切下1片晶体片，其为平行六面体，它的晶面分别平行于x、y、z轴，如图102－1(c)所示。试验发现，当沿x轴方向对石英晶体施加外力F_x时，在与此轴垂直的平面上产生电荷Q_x，且Q_x与F_x成正比，有

$$Q_x = \kappa F_x$$

式中，κ 称为压电系数。对于石英晶体 $\kappa = 2.2 \times 10^{-12}\ \mathrm{C \cdot N^{-1}}$，$Q_x$ 的正、负见图 102－2(a)和(b)。

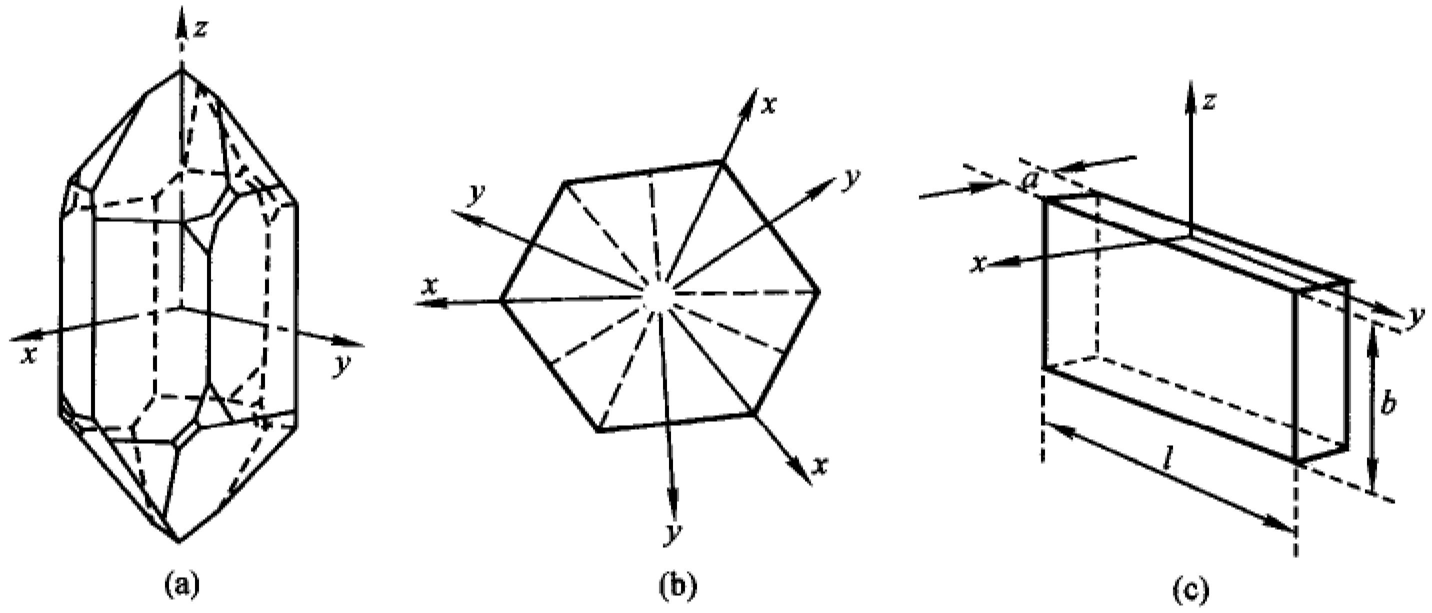


图 102－1

如果在同一石英晶体片上沿 y 轴施加外力 F_y，压电电荷仍出现在垂直于 x 轴的两个面上，此时电荷量 Q_y 为

$$Q_y = -\kappa \frac{A_x}{A_y} F_y = -\kappa \frac{a}{b} F_y$$

式中，A_x，A_y 为与 x，y 轴垂直的平面面积；a，b 分别为晶体切片的长度和厚度，见图 102－1(c)。式中负号表示沿 y 轴方向的压力引起的电荷极性与沿 x 轴方向的压力引起的电荷极性相反，如图 102－2(c)，(d)所示。

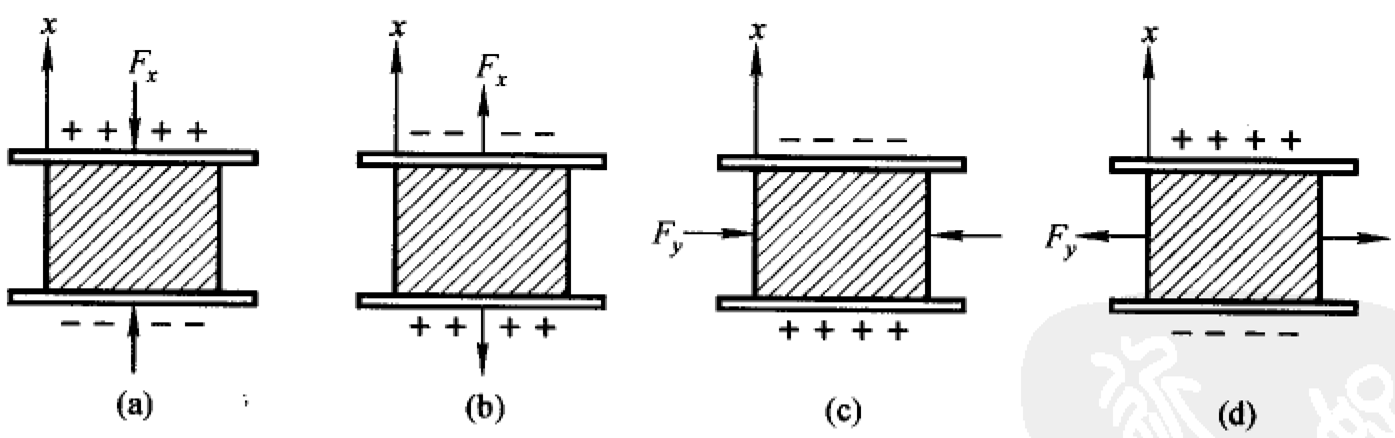


图 102－2

2. 石英晶体压电效应的微观机理

石英晶体的压电效应是由于晶格受力变形引起的。为便于分析，取石英在 xy 平面内的投影。石英(SiO_2)的每一晶格单元中都含有 3 个硅离子和 6 个氧离子，它们交替排列，其平面图如图 102－3(a)所示，其中，⊕表示 Si^{4+}，⊖表示 O^{2-}。无外力时，正、负离子分布在正六边形顶角上，这相当于 3 个互成 120°的电偶极矩 $\boldsymbol{P}_1$，$\boldsymbol{P}_2$，$\boldsymbol{P}_3$，且

$$\boldsymbol{P}_1 + \boldsymbol{P}_2 + \boldsymbol{P}_3 = 0$$

故晶体不显电性。

当晶体受到 x 轴方向压力作用时，晶体产生压缩形变，如图 102－3(b)所示。这时电偶极矩 $\boldsymbol{P}_2$ 和 $\boldsymbol{P}_3$ 增大，而 $\boldsymbol{P}_1$ 减小，其矢量和沿 x 轴正向，则

$$\boldsymbol{P}_1+\boldsymbol{P}_2+\boldsymbol{P}_3>0$$

故 x 轴正向出现正电荷。这时电偶极矩的矢量和沿 y 轴方向分量仍为零，故 y 轴方向不出现电荷。

当晶体受到 y 轴方向压力时，晶体形变如图 102－3(c)所示。这时 $\boldsymbol{P}_1$ 增大，$\boldsymbol{P}_2$ 和 $\boldsymbol{P}_3$ 都减小，则

$$\boldsymbol{P}_1+\boldsymbol{P}_2+\boldsymbol{P}_3<0$$

故 x 轴正向出现负电荷。这时电偶极矩的矢量和沿 y 轴方向的分量仍为零，故 y 轴方向仍不出现电荷。如果晶体受 z 轴方向外力，晶体在 x 轴和 y 轴方向的形变完全相同，即 $\boldsymbol{P}_1$、$\boldsymbol{P}_2$、$\boldsymbol{P}_3$ 同时增大或缩小，故不产生压电效应。

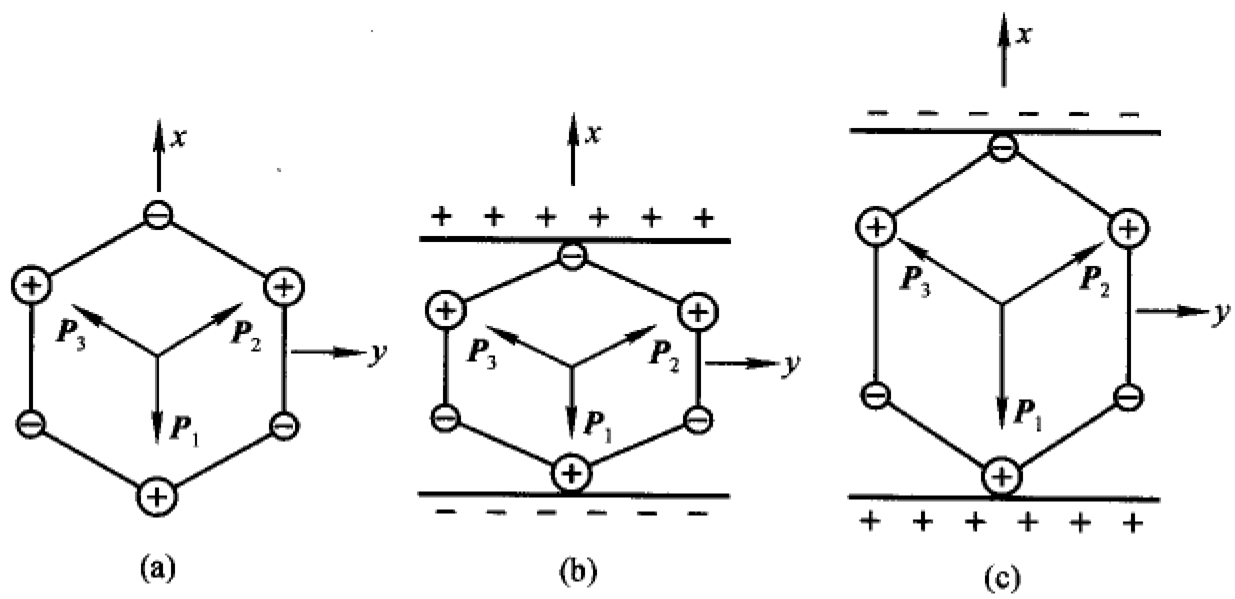


图 102－3

二　石英电子表

将石英晶体片放在交变电场中，晶体时而伸长、时而压缩，其体积发生周期性变化，形成机械振动。晶体的振动频率等于电场的变化频率。当晶体振动时，它的两表面产生交变电荷，可导致电路中有交变电流。然而石英晶体片的固有振动频率取决于晶体片的几何尺寸、密度及弹性等。当晶体片的固有振动频率与加于其上的电场频率相同时，晶体片发生共振。此时振动的振幅最大，晶体表面的电荷数最多，形成的交变电流也最大。也就是说，对于具体的晶体片，只有频率等于其固有频率的电压或电流才被放大输出，偏离此频率的输出电流很小，这就是晶体振荡器的理论基础。

石英晶体片的两端既可输入电信号产生机械振动，又可取出与机械振动振幅成正比的电信号，故晶体片可以看作二端网络，其等效电路如图 102－4 所

示。晶体振荡器的功能是把直流电转变成具有一定频率、一定幅度且频率高度稳定的交流电。这要靠主振、放大和控制等电路共同实现。其中主振电路的功能是将直流电转变为交流电,交流电的频率取决于其中的石英晶体片。具体电路见参考文献[2]。

为了获得石英晶体片必须严格地按一定方位切割晶体。不同的切割方法(称为切型)获得的石英晶体片的频率随温度的变化特征大不相同。作为晶体振荡器希望其频率随温度变化小,一般采用 AT 切型,如图 102-5 所示,图中 $\theta=35°21'$。这种切型获得的晶体片在 -20 ~ 60 ℃ 的温度范围内频率基本稳定。据测定,在此范围内温度每改变 1 ℃,频率改变小于 2×10^{-7},这种晶体片就是晶体振荡器的核心。它不仅频率稳定度高,而且频率准确度也高达 10^{-10}。故它可用来稳定无线电技术中高频发生器的电振荡频率,使无线电通讯能抗干扰,保持正常工作。同时这种振荡器不仅体积小、重量轻而且耗电少,所以石英钟表也是用它制造的。因此,石英钟表走时准确,每昼夜误差不超过 2×10^{-5} s。

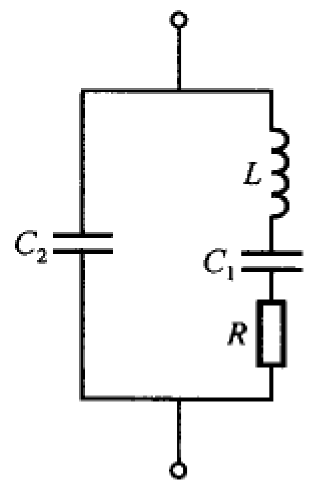


图 102-4

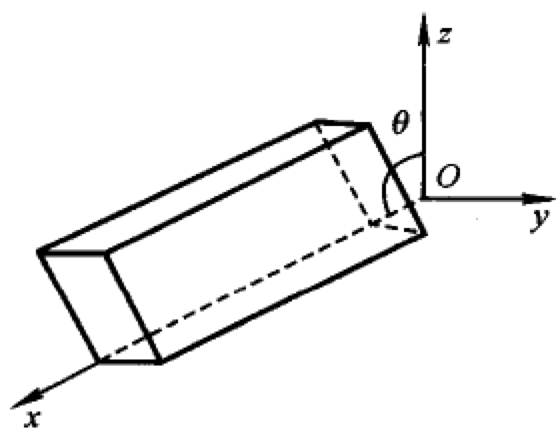


图 102-5

改变石英晶体片的切型,可改变其固有频率随温度的变化关系。例如,采用 AC 或 LC 切型(详见参考文献[2])可使频率随温度变化明显,温度每改变 1 ℃,其固有振动频率可改变 20 ~ 60 Hz。利用这种晶体片可制成石英温度计。压电材料除可制作振荡器外,还可制作滤波器、拾音器等在微机、电话、彩电中广泛应用。压电材料还可制成各种压电传感器如压电力计、加速度计、流量计、压电陀螺等;在医学上可用作诊病;还可作压电打火机、压电泵、压电变压器和压电电机等。

参 考 文 献

[1] 荆震编著. 高稳定晶体振荡器. 北京:国防工业出版社,1975

[2] [苏]B. B. 马洛夫著. 压电谐振传感器. 翁善臣译. 北京:国防工业出版社,1984

103 电荷耦合器件及其应用

马丽芹　周学敏　杨　慧

光电器件是将光量转换为电量的一种器件，它的物理基础是光电效应。近年来，随着光电子技术的发展，涌现了不少特种光电器件，电荷耦合器件就是其中的一种，它不仅可以检测入射光的强度，还可以检测入射光的位置、空间明暗分布等。因此它自问世以后很快被广泛应用于现代检测、控制系统及摄像等技术中。

一　电荷耦合器件

电荷耦合器件(Charge - Coupled Device)简称 CCD，其基本组成是 MOS(即金属 - 氧化物 - 半导体)光敏元列阵和移位寄存器，是一种利用大规模集成电路工艺制作的新型光电器件，具有集成度高，分辨率高，固体化、低功耗及自动扫描等优点。下面对 CCD 的工作原理作一简单介绍。

图 103 - 1 是 MOS 光敏元的结构图，当 MOS 光敏元上无外加电压时，半导体从体内到表面处处是电中性的。当在金属电极施加一正电压 $+U$ 时，该电压形成的电场穿过 SiO_2 薄层，排斥电极下的 P 型硅区域里的空穴，从而在半导体硅表面层中形成带负电荷的耗尽区，由于带负电的电子在那里的势能很低，人们形象地称为“势阱”。如果此时有光入射到半导体硅上，根据光电效应原理，在光子的作用下，半导体硅片上就产生了电子 - 空穴对，由此产生的光生电子被附近的势阱所吸收，而同时产生的空穴则被电场排斥出耗尽区。势阱内吸收的光生电子数量与入射到势阱附近的光强与光照时间成正比。人们把这样一个 MOS 结构称为 MOS 光敏元，把一个势阱所收集的若干光生电荷称为一个电荷包。

通常在半导体硅片上制有几百或几千个相互独立的 MOS 光敏元，如果在金属电极上施加一正电压，则在这半导体硅片上就形成几百个或几千个相互独立的势阱。如果照射在这些光敏元上的是一幅明暗起伏的光学图像，那么这些光敏元就感生出一幅与光照强度相对应的光生电荷图像。这就是电荷耦合器件的光电物理效应的基本原理。

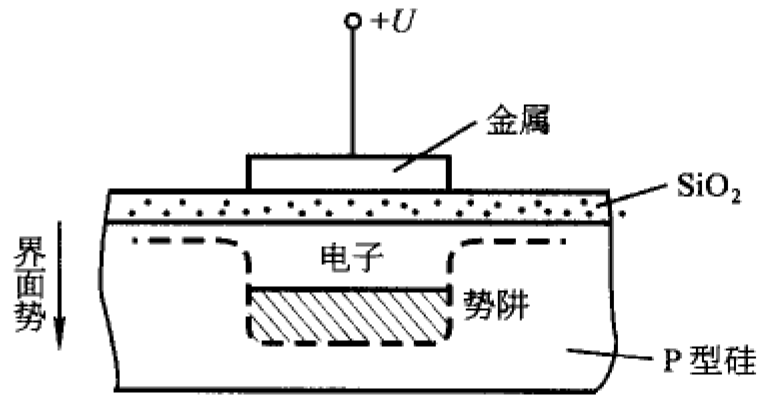


图 103－1

读出移位寄存器也是由 MOS 结构排列而成，它的作用是将与光照强度图像相对应的电荷图像依次输出。具体方法是控制加在各 MOS 元上电压的高低，使信息电荷定向转移出来[1]。

电荷耦合器件有线列和面阵两种，线列能传感一维图像，面阵则可以感受二维的平面图像，它们各具有不同的用途。

图 103－2 所示为线列 CCD 器件，它由 MOS 光敏元线阵、转移栅、读出移位寄存器和输出电路等组成。转移栅是用来控制光敏元势阱中的信号电荷，使其耦合到各自对应的移位寄存器电极下，而移位寄存器将信号电荷定向转移输出，因此，在 CCD 的末端，依次接收到与照射至 CCD 上的光强图像相对应的电脉冲信号。

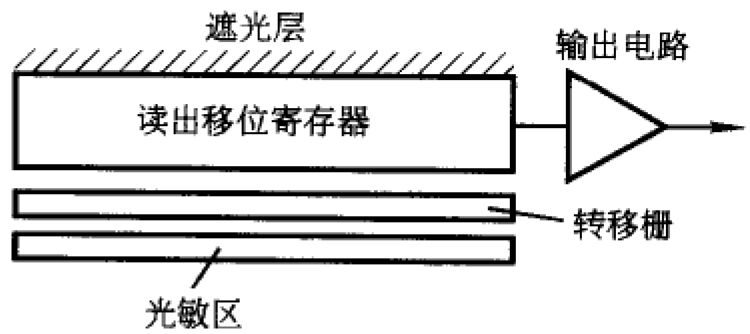


图 103－2

二 电荷耦合器件的应用

1. 尺寸检测

在自动化生产线上，经常需要进行工件尺寸的在线检测和工件位置的控制。例如，零件尺寸的检测，轧钢厂钢板宽度的在线检测和控制等。利用 CCD 可实现物体尺寸、位置及位移的高精度非接触检测。

对微小尺寸的检测一般采用激光衍射的方法。当激光照射细丝或小孔时，会产生衍射图像，用线列 CCD 器件对衍射图像进行接收，测出暗纹的间距，即可计算出细丝或小孔的尺寸。

图 103－3 所示为对细丝尺寸检测的结构图，当激光照射到细丝时，满足远场条件，就会得到夫琅禾费衍射图像。衍射图像暗纹间距d与被测细丝直径、

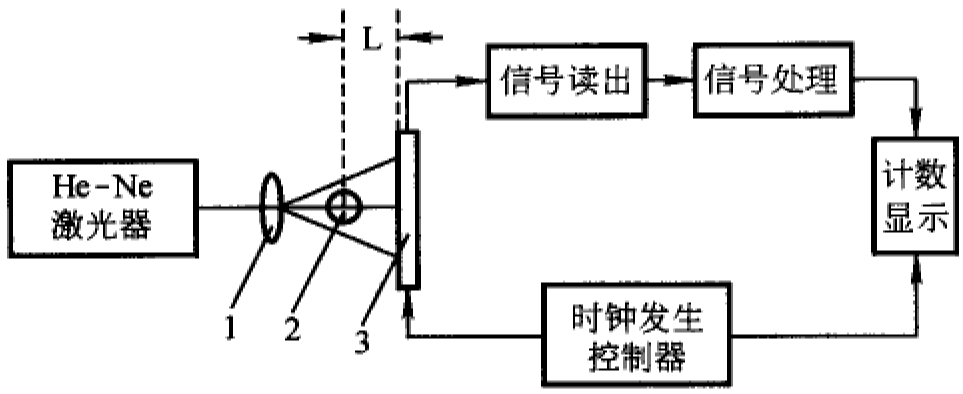


图 103 - 3

1. 透镜 2. 细丝截面 3. 线列 CCD

激光波长的关系为

$$d = L\lambda / a$$

CCD 将接收到的衍射光强信号转换成脉冲电信号，根据 CCD 的输出，读出两个幅值为极小值之间的脉冲数 N，即可算出衍射图像暗纹间距 $d = Nl$（l 为光敏元的间距），则被测细丝直径

$$a = L\lambda / d = L\lambda / Nl \tag{1}$$

利用光电阵列器件还可以检测物体的形状、面积等参数，以实现对物体的形状识别或轮廓尺寸校验。

2. 表面缺陷检测

在自动化生产线上，经常需要对产品的表面质量进行检测，采用 CCD 作为传感器进行物体表面检测时，根据不同的检测对象，可以采用不同的方法。对于透明体的缺陷检测，例如，在透明胶带、玻璃等拉制生产线中，常采用透射法（见图 103 - 4(a)）。将一束平行光照射到被测物体上，透射光被带成像系统的

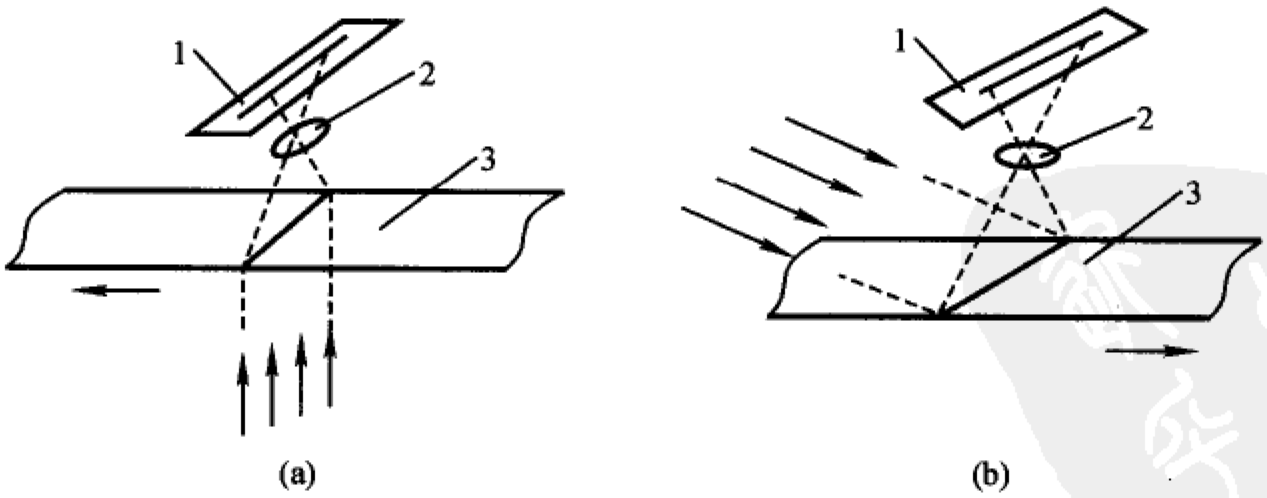


图 103 - 4

1. CCD 2. 成像透镜 3. 被测物体

线列 CCD 器件接收。当被测物体以一定的速度经过时，CCD 进行连续扫描。若被测物体中存在气泡、针孔或夹杂物时，CCD 输出将会出现“毛刺”或尖峰信

号，采用计算机对数据进行处理，即可进行质量检验或发出控制信号。

利用反射法进行表面缺陷检测的工作原理如图 103－4(b)所示，当平行光照射被测体表面时，表面的反射光通过成像系统入射到 CCD 上，若被测体表面有缺陷，将引起反射光的光强变化，从而引起 CCD 输出脉冲的幅值变化，经过信号处理可检测出缺陷情况。

在检测表面质量时，常将几只 CCD 并联，组成一个自动检测系统，并把所获得的信号送往计算机进行处理，不仅能分辨出缺陷的种类，还能分辨出缺陷的大小和位置。

3. 光学字符识别和图像传真

CCD 作为图像传感器件，其另一应用是字符识别和图像传真。将线列 CCD 配上光学成像镜头就可以组成阵列摄像头。摄像头将需要识别的字符在垂直方向成像在 CCD 上，配合摄像头在水平方向上的移动，便可以实现字符的扫描输入，将其输出送往识别逻辑电路，将信号转换成计算机能识别的代码，计算机将接收到的代码与内存的字符相比较，就可以完成标准字体的识别。

图 103－5 为邮政编码识别系统框图。写有邮政编码的信封放在传送带上，CCD 中光敏元的排列方向与信封运动方向相垂直，光学镜头把编码的数字成像在光敏元上。当信封运动时，成像器件即以逐行扫描的方法把数字依次读出，读出的数字经过处理与计算机中存储的各数字特征点进行比较，最后识别出数字。根据识别出的数字，利用计算机去控制一个分类机构，把信件送入相应的分类箱中。为了保证图像的清晰度，必要时可外加光源，对被扫描的图像进行照明。

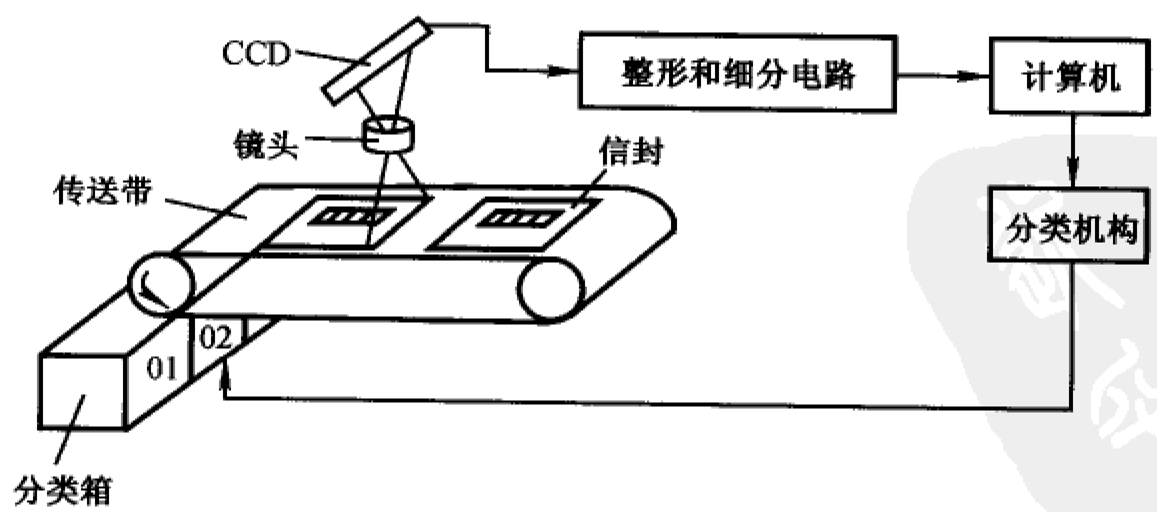


图 103－5

类似的系统可用于货币的识别、分类以及商品编码牌的识别，还可用于汉字输入系统和传真等。

由于电荷耦合器件具有光电转换、电荷存储与转移的能力，有着广阔的应用前景。

参考文献

[1] 严钟豪，谭祖根主编. 非电量电测技术. 北京：机械工业出版社，1988
[2] 钱浚霞，郑坚立编. 光电检测技术. 北京：机械工业出版社，1993

PDG

104 纳米材料及其应用

施伟华

纳米(nanometer)是十亿分之一米,用符号 nm 表示。$1\ nm = 10^{-9}\ m$,只有一个中等大小原子直径的几十倍。纳米材料技术是在 0.1 ~ 100 nm 的尺度上研究原子、分子现象及其应用,并由此发展起来的多学科的、基础研究与应用研究紧密联系的新的材料科学。纳米材料,是指由几个、几十个乃至成千上万个原子、分子或离子通过物理或化学结合力组成的相对稳定的微观或亚微观聚集体,它们的物理和化学性质随所包含原子或分子数目而变化。它们的许多性质既不同于微观层次的单个原子分子、又不同于宏观层次的固体和液体,也不能用这两类的物理和化学性质作简单的线性叠加来说明。因此,人们将纳米材料看作介于原子分子和宏观聚集体之间的物质结构的新层次,称为介观层次,其理论基础也介于量子物理与经典物理之间,称为介观物理。对纳米材料中的介观物态的研究,目前还处于初期发展阶段,但有关的研究成果已经不断涌现,为 21 世纪的信息技术、生命科学、分子生物学和新材料科学的发展提供了一个新的技术基础。各国都在投入巨资开发纳米材料,将其列为 21 世纪最优先开发的项目[1]。

一　纳米材料的研究进展

纳米材料的研究最早始于 1956 年,实验科学家用超声膨胀技术获得纳米材料,20 世纪 80 年代,国际上纳米材料的研究获得了迅猛发展,取得了令人瞩目的成果,1985 年发现了 C_{60} 及随后获得宏观量制备的简单方法,引起了科学界的轰动。鉴于 C_{60} 及其衍生物的奇特结构和性质以及在科学上的意义,发现者获得了 1996 年诺贝尔化学奖。随后各种具有纳米结构的材料的奇特的光、电、磁特性不断地被发现,目前涉及的主要有半导体纳米材料、金属及金属卤化物纳米材料。按其结构体系又可分为二维体系,如薄膜、多层薄膜结构、量子阱和超晶格;一维体系,如线性链状结构和半导体量子线;零

维体系，如超细微粉、量子点和嵌埋体。研究方向主要分为两方面：一方面，随着实验技术和手段的发展，对纳米材料的结构、稳定性及物理化学特性进一步研究；另一方面，积极探索纳米结构构成的材料在超微器件等方面的应用，以纳米材料为基元在原子水平上设计新材料，形成了原子工程这一高新技术。

二 纳米材料的主要特性

1．表面与界面效应

主要体现在具有纳米微结构的固态材料中，纳米结构大多嵌埋在大块固体中，界面区域占了很大比重，纳米结构又存在表面结构，通过扫描隧道显微镜（STM）等现代分析手段可清晰地观察其表面与界面的原子结构[2]。研究发现，界面中的原子数密度很大，界面中原子数占了总原子数的一半左右，界面结构中原子间距的分布没有大块固体中的长程有序性和局部区域有序性，而局部区域杂乱无章。这样的界面影响和控制了纳米微结构的光、电、磁的一些性质。反过来，如果掌握了表面与界面效应的规律，就可以通过改变表面与界面结构以达到控制材料性质的目的。

2．量子尺寸效应

由量子力学可知，势阱宽度 a 与势阱中量子态相邻能级之间的能量差 ΔE 直接有关，$\Delta E \propto \frac{1}{a^2}$，势阱宽度 a 越小，量子效应越明显，能级分裂现象越明显[3]。在纳米材料中，界面或周界物质形成势垒，纳米态处于势阱中，其线度就是势阱宽度 a，在 0.1～100 nm 的范围内，可以人为控制。当势阱宽度 a 为纳米量级时，纳米材料的发光谱发生蓝移。改变势阱宽度，波长减小的数值将随之改变，而且发光强度也随之改变。

3．宏观量子隧道效应

纳米态处于势阱中，存在量子尺寸效应，但周围是由界面等构成的势垒层，势阱中的载流子要作定向移动，必须穿越势垒层，而在一般情况下，其能量并不足以穿越势垒层。但是，当势垒层的尺寸控制在纳米量级时，即载流子的能量小于势垒层的高度，也会发生载流子贯穿势垒的现象，这可以用量子隧道效应来解释。

三 纳米材料及技术的应用

纳米材料的结构特性及其光、电、磁特性的改变，使其具有十分广阔的应用前景。

1．半导体纳米材料

当前微处理器已超过3亿个晶体管的集成度,3.8 GHz 的频率和0.06 μm的线宽,但仍满足不了技术发展的需要。根据 Intel公司预测,到2011年微处理器将达到10亿个晶体管的集成度、10 GHz 的频率和0.07 μm 的线宽,这已使以硅为主要材料的超大规模集成电路(VLSI)的工艺和原理达到极限,以后再继续发展就将受到限制,必须寻求技术和工艺的突破。"光电集成"就是其中一个途径,在硅电路中采用光连接取代电连接[3]。然而大块的硅或锗的发光效率很低,且发光波段在近红外,一直认为它们不适合"光电集成"。那么寻求一种有效产生光发射的硅基材料就成为材料科学的一个热点。而半导体纳米材料(由硅或锗组成的量子阱、量子点)在可见光区具有较高的发光效率,且发光波段与发光效率可由纳米材料的尺寸得以控制。此外,多孔硅中的量子点结构、二元半导体化合物中的嵌埋结构及半导体超晶格材料,在光纤通讯和光探测器方面有着广泛的应用前景。

2. 纳米磁性材料

纳米磁性材料包括纳米磁粉材料、纳米磁膜材料和纳米磁性液体。在铁磁质纳米磁性材料中,存在磁单畴结构,具有超顺磁性,即纳米结构的尺寸小于磁单畴的临界尺寸时,纳米结构中的原子磁矩有序化,具有顺磁质的特性,而在无外场时,对任何一个方向都不显磁性。加外磁场后,形成磁矩有序化,形成过程不是瞬时的,而有一个弛豫时间。呈现超顺磁性的材料,矫顽力 H_c 比普通体材料大 10^3 倍,这对高密度磁记录元件显得十分有意义。

3. 碳纳米管

碳纳米管的强度比钢高100倍,但重量只有钢的1/6。它的结构非常微小,5万根碳纳米管并排起来才有人的一根头发丝那么粗。纳米管极其细微的结构,具有巨大的应用潜力。它的导电性能大大超过铜,是最佳超微导线和超微开关的首选材料。碳纳米管最终可用于纳米级的电子线路,甚至可以作生物系统的电子探头而不会干扰生物体内细胞,还可以用作纳米级电子枪来点亮新一代平面显示屏的发光体。

4. 纳米材料制成的微型电机和微型机器

由纳米级材料制成的机器可实现未来科技发展的趋势——微型化。微型电子机械技术可以把100万个极小的部件安装在一块硅圆片上,并由电子系统控制,这种微型化的电子机械将对工业制造中自动监控、维修、医疗中显微手术和农业中生态保护等发挥巨大作用。

纳米材料中的基本颗粒直径不超过100 nm,包含的原子达几万个,其性能奇特:纳米结构的铜强度比普通铜高5倍。纳米陶瓷摔不碎,纳米结构的硒化镉溶液可变化各种色彩,等等。纳米材料及技术的发展将给人类文明带来不可估量的深远影响。

参 考 文 献

[1] 曾令儒,冯立强.纳米技术.电子科技导报,1998(1):33
[2] 王广厚.团簇物理的新进展(Ⅰ).物理学进展,1994,14(2):121
[3] L. T. Canham. Physics World. 1992(3):41

PDG